

VISIT...

LANZAROTE
Caliente.COM

Д. Блан

Ядра, частицы, ядерные реакторы



Издательство «Мир»

Noyaux, particules. Reacteurs nucléaires

Daniel Blanc

Professeur à l' Université
Paul-Sabatier, Toulouse

Masson

Paris New York Barcelone Milan

Mexico Sao Paulo

1987

Д. Блан

Ядра, частицы, ядерные реакторы

Перевод с французского
канд. физ.-мат. наук Самсоненко Н. В.

под редакцией
д-ра физ.-мат. наук Гальцова Д. В.



Москва „Мир“ 1989

ББК 22.38

Б68

УДК 530.4

Блан Д.

Б 68 Ядра, частицы, ядерные реакторы: Пер. с франц. — М.: Мир, 1989. — 336 с., нл.

ISBN 5-03-000348-7

В книге французского ученого излагаются основные физические представления, лежащие в основе современной ядерной физики, физики элементарных частиц и физики ядерных реакторов. Материал изложен сжато, без промежуточных выкладок, но весьма информативно. Книга может служить учебным и справочным пособием.

Для научных и инженерных работников, не являющихся специалистами в области ядерной физики, а также для студентов и аспирантов.

Б $\frac{1604070000-369}{041 (01)-89}$ 50—89

ББК 22.38

Редакция литературы по физике и астрономии

ISBN 5-03-000348-7 (русск.)
ISBN 2-225-81057-5 (франц.)

© Masson, Paris, 1986
© перевод на русский язык, «Мир», 1989

Предисловие редактора

Книга профессора Блана представляет собою сжатое, современное и доступное введение в физику ядра и элементарных частиц. По своему стилю она занимает промежуточное положение между учебным и справочным пособием. Книга содержит большой объем сведений как экспериментального, так и теоретического характера, включая достижения физики элементарных частиц последних лет. Основное внимание автор уделяет объяснению явлений с физической точки зрения, опуская детали теоретических построений и математические расчеты. Это делает книгу доступной широкой аудитории, включая студентов-экспериментаторов, а также специалистов в других областях физики, и помогает читателю быстро сориентироваться в разнообразной и многосторонней проблематике современной ядерной физики и ядерной энергетики.

Ядерная физика занимает особое положение в физической науке. Это область исследований, которая уже давно вышла на инженерный уровень развития и которая оказала колоссальное влияние на всю современную цивилизацию, породив как небывалые надежды, так и заметные опасения. Но, как это ни удивительно, несмотря на столь развитый прикладной уровень, теоретический фундамент ядерной физики был создан лишь совсем недавно. Долгое время природа ядерных взаимодействий как сильных, так и слабых оставалась загадкой для теоретиков. Создание кварковых моделей адронов и построение калибровочных теорий электрослабого и сильного взаимодействий (квантовой хромодинамики) наконец позволило решить эту проблему, многие десятилетия бывшую неразрешимой. Ядерная физика вступила в период второй молодости. Возникновение новых концепций в теории элементарных частиц поставило задачу увязки полуженуменологических ядерных моделей с квантовой хромодинамикой. И хотя с позиций физики элементарных частиц область энергий, характерная для ядерной физики, невелика, оказалось, что физика ядер способна еще многое сообщить о природе фундаментальных физических взаимодействий. В этой книге в отличие от большинства существующих учебников по ядерной физике представление о ядерных силах связывается с квантовой хромодинамикой. Хотя изложение основ этой теории дано крайне схематично, в целом такой подход уже выводит читателя на новый, более глубокий уровень понимания ядерных явлений. Слабые взаимодействия также трактуются с позиций современной теории электрослабого взаимодействия. Сообщаются читателю и новые результаты о несохранении четности в явлениях атомной физики.

Дальнейшее развитие калибровочных теорий элементарных частиц привело к созданию моделей великого объединения, описывающих единым образом электрослабые и сильные взаимодействия.

Характерным предсказанием таких моделей является нестабильность протона. И здесь эксперимент вновь возвращает нас к физике ядра: поиск распада протона осуществляется именно методами ядерной физики. До сих пор подобные эксперименты не увенчались успехом, но и теория здесь еще не дает однозначных предсказаний. Усилия теоретиков сейчас направлены на выяснение природы материи на сверхмалых расстояниях вплоть до планковского масштаба 10^{-33} см. Именно здесь, по-видимому, следует ожидать ответа на вопрос, какие же объекты нужно считать истинно элементарными.

Существенное изменение представлений об «элементарности» произошло в связи с созданием теорий электрослабого взаимодействия и квантовой хромодинамики. Это нашло свое отражение в книге Блана: автор говорит об обычных «элементарных» частицах (протонах, нейтронах, мезонах и др.), как составленных из «фундаментальных» частиц — лептонов и кварков. Однако в самое последнее время представление об элементарности претерпело еще более радикальные изменения. Сейчас все более укрепляется точка зрения, что «окончательная» теория элементарных частиц должна описывать на единой основе все взаимодействия, включая гравитационное взаимодействие на сверхмалых расстояниях. Определенный оптимизм в настоящее время связывается с теорией суперструн, в которой «фундаментальные» частицы ассоциируются с возбуждениями протяженного одномерного объекта — струны, движущейся в пространстве десяти измерений. Пока еще рано говорить об окончательном варианте подобной теории, но некоторые ее предсказания кажутся достаточно убедительными. Речь идет о суперсимметрии между бозонами и фермионами. Если это предсказание верно, то каждой фундаментальной частице соответствует некоторый «суперпартнер» — частица со спином, отличающимся от спина исходной частицы на половину. Суперсимметрия крайне желательна с теоретической точки зрения, помогая понять как выделенность реально существующего в природе набора частиц (тогда как в «старых» теориях ставилась задача лишь объяснения взаимодействий некоторого заданного набора частиц), так и характер их взаимодействия при сверхвысоких энергиях. Не исключено, что суперсимметрия может давать наблюдаемые эффекты, также доступные методам ядерной физики, однако это еще дело будущего.

Читателю следует иметь в виду, что, рассказывая об истории и достижениях ядерной физики, автор в основном опирается на работы, выполненные на Западе. Аналогичное замечание можно сделать и относительно изложения в книге вопросов физики элементарных частиц. Для восполнения недостающей информации можно рекомендовать сборник «Физика микромира», маленькая энциклопедия, изд. «Советская энциклопедия», М., 1980 г.

Д. В. Гальцов

Введение

Наши книги «Элементы ядерной физики» (в соавторстве с Ж. Амбросино; первое издание — 1960 г., второе — 1967 г.) и «Ядерная физика» (первое издание — 1974 г., второе — 1980 г.) были благосклонно встречены читателями¹⁾. Мы выносим на их суд новую книгу, не похожую ни на одну из четырех предыдущих, так как быстрое развитие в данной области науки привело к необходимости полной переработки материала. Кроме того, и само его изложение ведется здесь по-другому.

Однако и в новой книге математический аппарат используется весьма ограниченно. Чтобы представить в небольшой (около трехсот страниц) книге общую панораму, на которой темных пятен было бы не больше, чем освещенных областей, пришлось пожертвовать математическими выкладками и приводить лишь основные формулы, причем в контексте затрагиваемых физических явлений.

Так, например, при необходимости мы используем аппарат квантовой механики, не излагая самой этой теории и ограничиваясь наиболее простыми формулами. Читатель, знакомый с этим аппаратом, сможет легко восстановить недостающие промежуточные звенья, а незнакомый найдет то, что ему нужно, без непонятных для него математических выкладок.

Очевидно, что такой способ изложения имеет не одни только преимущества, ибо заставляет в какой-то мере жертвовать целостностью изложения. Но зато книга доступна для читателей, непривычных к абстракции; они могут читать любую главу книги, не изучив полностью весь предшествующий ей материал.

Эта книга может служить и учебным, и справочным пособием. Она рассчитана на читателя, имеющего хорошую общую научную подготовку, но не знакомого с данным предметом. Книга, несомненно, представит интерес и для широкого круга читателей, желающих получить лишь общее представление и без лишних деталей об обсуждаемых здесь проблемах. В первую очередь это может относиться к студентам университетов, технологических институтов и к студентам вузов, специализирующихся на подготовке инже-

¹⁾ Книги на русский язык не переводились. — *Прим. ред.*

неров, научных работников и преподавателей, желающих иметь собранные в одном месте теоретические сведения и экспериментальные данные, которые обычно разбросаны по специальным монографиям и журнальным статьям.

* * *

На рис. 1 приведены порядки величины расстояний, интервалов времени и энергий, характеризующих рассматриваемую область физических явлений. Диапазон их изменения огромен. Дело в том, что интенсивность сил, управляющих явлениями, чрезвычайно различна и результаты их взаимодействий также весьма различны. Существуют четыре (или скорее три) типа взаимодействий элементарных частиц¹⁾.

Гравитационное взаимодействие (гравитация) было открыто первым. Именно с его помощью в физику было введено понятие силы. Несмотря на то что гравитация так давно известна, она остается наименее исследованной из всех взаимодействий, поскольку является самой слабой. В физике атомного ядра и элементарных частиц влияние гравитационного взаимодействия всегда пренебрежимо мало, кроме одного частного случая — ультрахолодных нейтронов (§ 10.5).

Электромагнитное взаимодействие изучено лучше других. В 1865 г. Максвелл произвел революцию в теории электричества. Он показал, что сила, которая рассматривается в электростатике и электродинамике, имеет ту же самую природу, что и сила, определяющая магнитные явления, и что во всех подобных случаях мы имеем дело с электромагнитным взаимодействием. Квантовой характеристикой этого типа взаимодействия является электрический заряд. Квантовая электродинамика (КЭД) прекрасно описывает свойства электромагнитного взаимодействия, и все ее многочисленные предсказания полностью подтверждаются экспериментом.

Сильное взаимодействие объясняет устойчивость и внутреннюю структуру ядер и нуклонов. Квантовым числом, характеризующим этот вид взаимодействия, является цветовой заряд (§ 5.2). Квантовая хромодинамика (КХД) хорошо описывает свойства этого взаимодействия, однако эта теория пока еще остается незавершенной.

Слабое взаимодействие по своей интенсивности является намного более слабым, на что и указывает его название. Открытое в процессах радиоактивного β -распада, оно оказалось ответственным за рас-

¹⁾ В настоящее время показано, что электромагнитное и слабое взаимодействия относятся к одному более общему типу взаимодействия — электрослабому. См. ниже характеристику слабого взаимодействия. — *Прим. перев.*

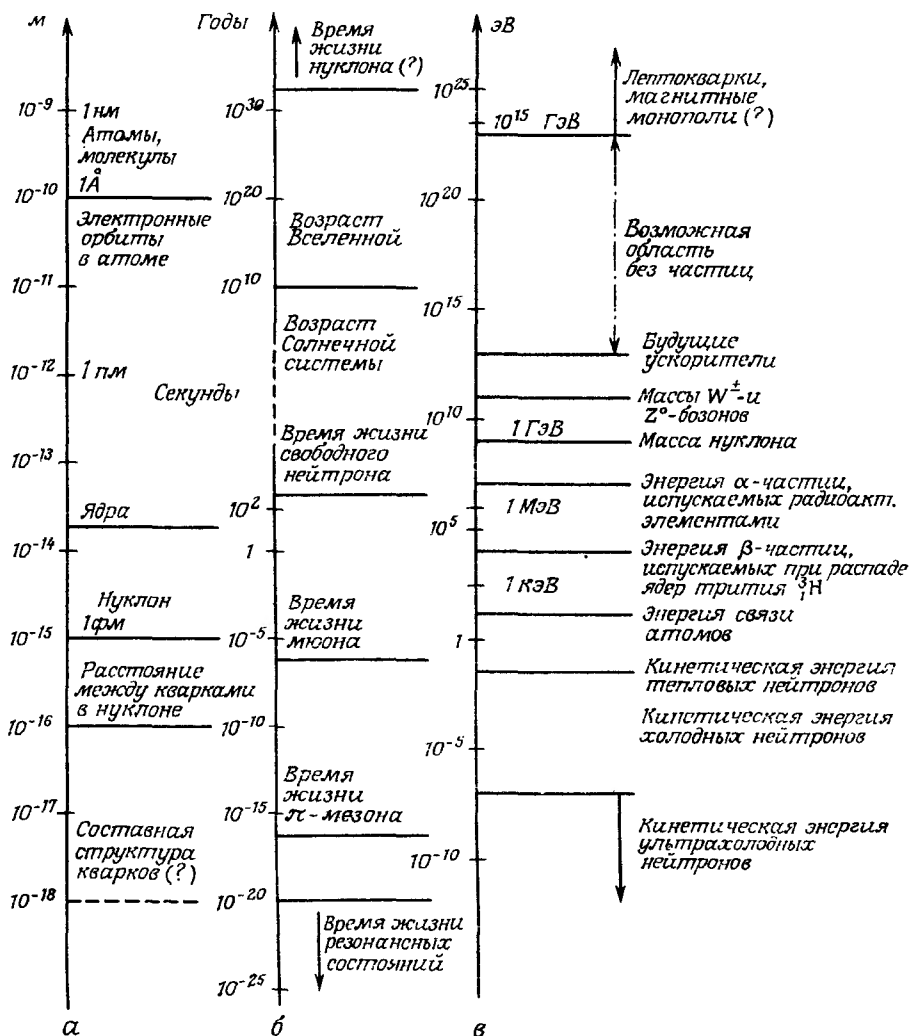


Рис. 1. Масштабы расстояний (*а*), времени (*б*) и энергий (*в*) в физике ядер и частиц

пады очень многих элементарных частиц. Недавно был совершен идейный переворот, сравнимый с тем, который произвела теория Максвелла: было показано, что электромагнитное и слабое взаимодействия — проявления единого типа взаимодействия, а именно электрослабого.

* * *

Частицы, состоящие из кварков, подвержены сильному взаимодействию (впрочем, как и всем остальным). Они называются *адронами*. В то же время некоторые фундаментальные частицы, называемые *лептонами*, не участвуют в сильном взаимодействии¹⁾.

Электрон относится к лептонам. Поэтому пучок электронов особенно чувствителен к электромагнитному взаимодействию²⁾, т. е. к распределению зарядов внутри физической системы, через которую они проходят. Поскольку энергия электронов зависит от распределения взаимодействующих с ними зарядов, они идеальны для зондирования атомов, ядер и нуклонов.

Пусть пучок электронов, движущихся по параллельным траекториям, падает на мишень. Заряды мишени отклоняют электроны пучка, причем минимальное расстояние между двумя объектами, которые мы можем различать (пространственное разрешение), по порядку величины равно длине волны λ электронов пучка. Это условие подобно аналогичному условию в оптике (условию оптической разрешимости).

Длина волны определяется по формуле $\lambda = h/p$, где h — постоянная Планка, а p — импульс электрона. В табл. 1 приводятся значения λ , отвечающие некоторым значениям кинетической энергии электронов. При увеличении энергии электронов улучшается

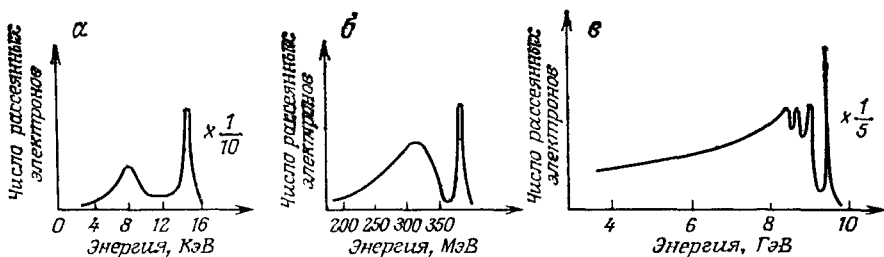


Рис. 2 Результаты экспериментов по рассеянию электронов на разных мишенях. α — энергетическая зависимость вероятности рассеяния электронов с энергией 15 кэВ на углероде при угле рассеяния 45° (высота пика уменьшена в 10 раз), β — то же для электронов с энергией 400 МэВ на гелиевой мишени при угле рассеяния 60° , ν — то же для электронов с энергией 10 ГэВ на водороде при угле рассеяния 10° (высота пика уменьшена в 5 раз)

¹⁾ Автор говорит здесь и далее в книге о «частицах» и «элементарных частицах», относя к последним лептоны и кварки (см. табл. 2.1). В переводе они будут называться «фундаментальными» — Прим. ред.

²⁾ Электрон, как и все другие частицы (кроме фотона), принимает участие в слабом взаимодействии, однако соответствующие эффекты ничтожно малы по сравнению с эффектами электромагнитного взаимодействия

пространственное разрешение и можно исследовать все более мелкие детали структуры.

С этой целью измеряют зависимость дифференциальной вероятности от энергии электронов при фиксированном угле рассеяния. На рис. 2 представлены энергетические спектры при трех значениях кинетической энергии электронов. Посмотрим, какова структура, которая ими выявляется.

а. Электроны с энергией 15 кэВ, углеродная мишень, рассеяние на угол 45° . Справа виден пик, обусловленный упругим кулоновским рассеянием на ядрах (см. § 1.5); он весьма резкий. При упругом рассеянии полная кинетическая энергия остается постоянной; масса покоя ядра углерода почти в 25 000 раз превышает массу электрона. Так как в этих условиях можно пренебречь энергией отдачи ядра, электроны, рассеиваемые на ядрах, имеют энергию, практически равную энергии начальных падающих электронов. Следует отметить, что ввиду низкой энергии электронов они во всем процессе рассеяния остаются на большом расстоянии от ядра. Левее виден максимум меньшей высоты, наблюдаемый при энергии рассеянных электронов, равной половине энергии падающих электронов. Он соответствует рассеянию электронов пучка на электронах атома углерода. Частицы пучка и мишени имеют одинаковую массу, поэтому максимум сечения соответствует случаю взаимодействия, когда падающие электроны теряют в результате рассеяния половину начальной энергии. Различие в кинетической энергии электронов, находящихся на атомных орбитах, проявляется в уширении пика рассеяния. В соответствии с принципом неопределенности ширина на полувисоте пика зависит от размеров атома.

Согласно описанному эксперименту, атом можно представить себе в виде центрального тяжелого ядра очень малого диаметра, окруженного электронами, вращающимися по орбитам. В действительности в эксперименте, в котором было установлено это строение атома, использовались не электроны, а α -частицы (см. § 1.5).

б. Электроны с энергией 400 МэВ, гелиевая мишень, рассеяние на угол 60° . Справа виден пик, соответствующий упругому рассеянию на ядре (масса которого примерно в 8000 раз больше массы электрона), однако его высота в данном случае значительно меньше. Электрон, энергия которого здесь гораздо больше, проникает в ядро и взаимодействует с протонами. Энергия рассеянных электронов меняется в достаточно больших пределах (максимум слева). Она вычисляется в функции кинетических энергий протонов аналогично тому, как это делается при рассеянии для электронов в металлах. Данный спектр указывает на то, что ядро есть совокупность нуклонов (протонов и нейтронов). В случае падающих электронов

взаимодействие происходит только с протонами ядра; если же использовать в качестве бомбардирующих частиц нейтроны, то можно обнаружить, что они тоже рассеиваются на нейтронах ядра. Мы увидим далее, что такого рода эксперименты позволяют определить радиус распределения электрического заряда внутри ядра (см. § 3.3.2).

в. Электроны с энергией 10 ГэВ, водородная мишень, рассеяние на угол 10° . В этом случае электроны проникают внутрь протона и выявляют его структуру. Слева от пика, соответствующего упругому рассеянию, имеется несколько других пиков, которые соответствуют возбужденным состояниям (резонансам) протона.

В области еще более низких энергий мы имеем «континуум»; здесь число рассеянных электронов меняется очень медленно с их энергией. Такое непрерывное и плавное изменение сечения рассеяния электронов интерпретируется как следствие рассеяния электронов на кварках, из которых состоит протон. Это — процесс неупругого рассеяния, впервые наблюдавшийся в 1968 г. на Стэнфордском линейном ускорителе электронов (США).

Теоретический анализ, расчет эффективного сечения рассеяния в области континуума, характер изменения сечения в зависимости от энергии начальных электронов и от угла рассеяния — все это показывает, что объекты, из которых состоит протон и на которых рассеиваются падающие электроны, являются точечными, электрически заряженными частицами (с зарядом $(1/3)|e|$ и $(2/3)|e|$), обладающими спином $1/2$ (см. § 2.5), и что эти частицы можно считать практически свободными. Это и есть *кварки*.

Электроны в результате взаимодействия отдают кваркам значительную часть своей энергии, и тем не менее кварки до сих пор не

Таблица 1. Упругое рассеяние электронов на различных структурах. Пространственное разрешение по порядку величины равно длине волны электрона

Кинетическая энергия	Длина волны λ	Различаемые структуры
1 кэВ 0,1 ГэВ 10 ГэВ >10 ⁶ ГэВ на будущих ускорителях ^б	0,1 нм 10 фм ^а 0,1 фм <10 ⁻⁶ фм	Атом Ядро Нуклон Кварк

^а 1 фм = 1 фемтометр = 10^{-15} м.

^б Необходимо использовать процессы соударения других частиц, например $p\bar{p}$, в которых рождаются «струи» адронов (§ 9.2)

наблюдались в свободном состоянии. Это обусловлено специфической зависимостью от расстояния потенциала сильного взаимодействия, действующего между кварками (см. § 9.2). Кварки «заперты» в нуклоне.

В коллайдере ЦЕРНа¹⁾ используются электроны с энергией в пучке 50 ГэВ. Это соответствует пространственному разрешению объектов, размеры которых составляют $\sim 2 \cdot 10^{-17}$ м (табл. 1), и кварки при таких энергиях ведут себя как точечные объекты. Существуют теории (см. § 5.10), приписывающие кваркам внутреннюю структуру, которую, однако, в настоящее время пока не возможно выявить (см. табл. 1)²⁾.

* * *

Из предыдущего вытекает структура данной книги. Общее изложение физики ядер и частиц составляет ту базу, на основе которой можно углубляться в изучение различных областей. Главы 1 и 2 и образуют такую базу. В трех последующих главах рассматривается форма и масса ядер, квантование и модели ядер и, наконец, квантование частиц, приводящее к законам симметрии субатомной физики. В главах 7—9 рассматриваются свойства трех типов взаимодействий элементарных частиц: электромагнитного, слабого, сильного.

В главе 6 рассматриваются экспериментальные аспекты радиоактивности. В этой области многое сделано французскими исследователями, почему мне и представилось желательным выделить для этого отдельную главу.

В двух последних главах излагается нейтронная физика. Глава 10 посвящена нейтрону. В главе 11 рассматривается реакция деления и принцип работы ядерных реакторов деления.

Читателю, не имеющему нужных основ, полезно начать изучение книги с двух первых глав; ознакомившись с ними, он приобретет знания, необходимые для чтения остальной части книги, и дальше сможет выбирать главы уже по своему усмотрению.

Помещенные в конце книги приложения в какой-то степени компенсируют имеющиеся пробелы в книге. В них указаны основные исторические этапы, приведены основные физические константы, дан список частиц, распадающихся в результате электромагнитного и

¹⁾ CERN — аббревиатура французского названия Европейского центра ядерных исследований (Centre Européen de Recherches Nucléaires). — *Прим. перев.*

²⁾ Ввиду недостаточной энергии существующих ускорителей. — *Прим. перев.*

слабого взаимодействий. Приведены также примеры резонансов.

Из-за недостатка места было невозможно снабдить каждую главу своей библиографией. По этой же причине мы приводим в конце книги лишь статьи и монографии, вышедшие после 1975 г. Исключение сделано лишь для нескольких книг, ставших классическими. Они помогут читателю приступить к более углубленному изучению рассмотренных вопросов.

Автору доставляет удовольствие выразить свою признательность Службе приборов и дозиметрии по вопросам радиационной защиты в Комиссариате атомной энергии и ее руководителю Ги Порталю за финансовую поддержку. Без их помощи эта книга никогда бы не увидела свет.

Ядерная физика, общий обзор

Электрические заряды протонов взаимно отталкиваются, но ядра являются стабильными системами, так как между нуклонами в ядре действуют сильные силы притяжения. Эти силы являются следствием сильного взаимодействия кварков в нуклонах, точно так же как молекулярные силы являются следствием электрического взаимодействия зарядов атомов, образующих молекулу.

После описания основных характеристик ядер мы рассмотрим в этой главе взаимодействие ускоренных частиц с ядрами: сначала процесс упругого рассеяния, а затем процесс неупругого рассеяния при низких и высоких (релятивистских) энергиях.

1.1. Основные характеристики ядер

1.1.1. Важнейшие сведения о ядре

Атом состоит из частиц трех сортов:

а) Из *электронов*, вращающихся вокруг ядра. Электрон — носитель наименьшего отрицательного электрического заряда, существующего в свободном состоянии. Все другие заряды являются кратными величине $|e|$:

$$|e| = 1,6021892(46) \cdot 10^{-19} \text{ Кл } (\pm 2,9 \cdot 10^{-4} \%).$$

Масса покоя электрона такова:

$$m_e = 9,109534(47) \cdot 10^{-31} \text{ кг } (\pm 5,1 \cdot 10^{-4} \%).$$

б) Из *протонов*, которыми являются нуклоны с положительным зарядом e^+ . Масса покоя протона такова:

$$m_p = 1,6726485(86) \cdot 10^{-27} \text{ кг } (\pm 5,1 \cdot 10^{-4} \%).$$

в) Из *нейтронов*, т. е. нуклонов, полный электрический заряд которых равен нулю, а масса покоя которых равна

$$m_n = 1,67470 \cdot 10^{-27} \text{ кг } (\pm 23,5 \cdot 10^{-4} \%).$$

Нейтральный атом содержит Z электронов. Число Z называется *атомным номером* (или зарядовым числом). Оно равно также числу

протонов в ядре, содержащем A нуклонов. Число A называется *атомной массой*. Число нейтронов в ядре определяется по формуле: $N = A - Z$.

Ядро элемента M обозначается символом A_ZM . Молекула обозначается символом A_ZM_n , где n — число атомов в молекуле. Иногда вверху справа указывают состояние ионизации атома. Из стремления к унификации часто обозначают протон символом 1_1p , а нейтрон — символом 1_0n .

1.1.2. Изотопы, изобары, изотоны

а) *Изотопами* называются ядра, имеющие одинаковое число Z протонов (т. е. это ядра одного и того же химического элемента) и различное число нейтронов. Так, например, природный водород состоит из 99,985 % изотопа водорода 1_1H , 0,015 % дейтерия 2_1H и очень малой примеси радиоактивного трития 3_1H (§ 6.4.2); природный углерод содержит 98,89 % изотопа ${}^{12}_6C$, 1,11 % изотопа ${}^{13}_6C$ и небольшое количество радиоактивного изотопа углерода ${}^{14}_6C$ (см. § 6.4.2); природный уран состоит из трех изотопов: ${}^{238}_{92}U$ (99,275 %), ${}^{235}_{92}U$ (0,720 %), ${}^{234}_{92}U$ (0,0056 %). Некоторые природные элементы состоят из большого числа изотопов, особенно если числа Z и N являются магическими числами (см. § 4.6). Изотопы обладают одинаковыми химическими свойствами, поэтому для их разделения приходится использовать небольшое различие в физических и термодинамических свойствах, обусловленное различием их атомных весов.

б) *Изобары* имеют одинаковое число нуклонов A в ядрах (отсюда и происходит их название), которые, однако, являются ядрами разных химических элементов. Примеры: ${}^{14}_6C$ и ${}^{14}_7N$; ${}^{24}_{11}Na$ и ${}^{24}_{12}Mg$; ${}^{64}_{28}Ni$, ${}^{64}_{29}Cu$ и ${}^{64}_{30}Zn$.

в) *Изотонами* называются ядра, имеющие одинаковое число нейтронов, но разные массы. Например: 3_1H и 4_2He ; ${}^{13}_6C$ и ${}^{14}_7N$; ${}^{14}_6C$ и ${}^{15}_7N$; ${}^{23}_{11}Na$ и ${}^{24}_{12}Mg$; ${}^{39}_{19}K$ и ${}^{40}_{20}Ca$.

1.1.3. Единицы измерения атомных масс

К настоящему времени научились измерять с большой точностью *отношения* атомных масс различных химических элементов в газообразном состоянии. Таким образом, если известна масса атома одного из элементов, то легко можно вычислить массы атомов других элементов. По определению мольная масса изотопа углерода ${}^{12}_6C$,

ядра которого содержат 12 нуклонов, равна 0,012 кг. Масса атома $^{12}_6\text{C}$ будет равна $0,012/N_A$, где N_A — число Авогадро (см. приложение 2).

В атомной и ядерной физике имеют дело не с мольными массами, а с массами атомов, ядер, нуклонов и частиц. Поэтому из соображений удобства вводится новая единица массы¹⁾, *международная атомная единица массы* (а. е. м.), равная $1/12$ части атома $^{12}_6\text{C}$:

$$\begin{aligned} 1 \text{ а. е. м.} &= 1,6605656(86) \cdot 10^{-27} \text{ кг} \quad (\pm 5,1 \cdot 10^{-4} \%) = \\ &= 931,5016(26) \text{ МэВ}/c^2 \quad (\pm 2,8 \cdot 10^{-4} \%). \end{aligned}$$

Масса любого атома, выраженная в атомных единицах массы, оказывается близкой к некоторому целому числу (массовому числу A). Массы электрона, протона и нейтрона в атомных единицах массы таковы: $m_e = 0,00055$ а. е. м.; $m_p = 1,00759$ а. е. м.; $m_n = 1,00898$ а. е. м. В соответствии с периодической системой элементов все элементы распределяются по семи последовательным периодам. Элементы разных периодов, аналогичные по своим свойствам, располагаются в одном вертикальном столбце (см. с. 330).

1.1.4. Энергия связи ядер

Масса M ядра меньше суммы масс свободных изолированных нуклонов $Zm_p + Nm_n$. Разность масс соответствует энергии $E_{\text{св}}$, выделяющейся при образовании ядра из первоначально изолированных нуклонов. Эта энергия $E_{\text{св}}$ называется *энергией связи ядра*:

$$E_{\text{св}} = (Zm_p + Nm_n - M) c^2. \quad (1.1)$$

Обратно, $E_{\text{св}}$ есть энергия, которую необходимо затратить для разделения данного ядра на составляющие его нуклоны.

Энергия связи $E_{\text{св}}$ — это большая потенциальная энергия. Возьмем, например, ядро гелия ^4_2He , масса которого равна 4,003 а. е. м. Сумма масс изолированных двух протонов и двух нейтронов составляет 4,034 а. е. м. Таким образом, энергия связи равна $4,034 - 4,003 = 0,031$ а. е. м., т. е. она составляет 0,007 массы ядра. Полная энергия связи ядер, содержащихся в 1 моле

¹⁾ Шкала относительных атомных масс, о которой здесь идет речь, была принята в 1961 г. Международным союзом по чистой и прикладной химии. До 1961 г. за атомную единицу массы принималась $1/16$ часть массы нейтрального атома изотопа кислорода ^{16}O . Новая единица очень мало отличается от старой: 1 а. е. м. (^{12}C) = $(1,000317917 \pm 0,000000017)$ а. е. м. (^{16}O) = $1,66 \cdot 10^{-24}$ г, но она более удобна для измерения масс методом масс-спектроскопических дублетов, так как углерод дает гораздо больше различных соединений, чем кислород. — *Прим. перев.*

гелия (4 г), близка к 3000 МДж, что намного превышает энергию связи молекул, содержащихся в этом же количестве гелия.

Это огромное различие в порядках величин энергий ярко проявляется в ядерных реакциях. Например, при делении одного ядра урана ^{235}U высвобождается около 200 МэВ энергии; таким образом, при делении 1 моля урана (235 г) выделяемая энергия составляет более 200 МВт·сут. Тепловая же энергия, получаемая при образовании 1 моля (44 г) CO_2 из углерода С и кислорода O_2 , составляет всего 418 Дж. При этом соответствующая разность масс равна $5 \cdot 10^{-9}$ г и недоступна прямому измерению при взятом количестве вещества (44 г).

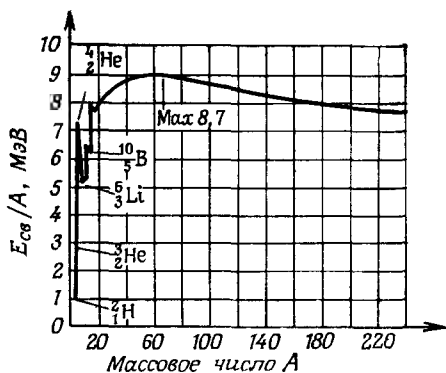


Рис. 1.1. Зависимость средней энергии связи на один нуклон от массового числа A ядра.

На рис. 1.1 представлена кривая зависимости средней энергии связи нуклонов в ядре $E_{\text{св}}/A$ от массового числа A . В первом приближении можно сказать, что ядро тем стабильнее, чем больше средняя энергия связи нуклонов $E_{\text{св}}/A$. *Энергией отделения* (нейтрона, протона) называется энергия, необходимая для отделения от ядра наименее связанного нуклона. Она аналогична потенциалу ионизации атома и вычисляется в рамках оболочечной модели ядра (§ 4.6). Энергия отделения нейтрона и протона¹⁾ всегда отличается от средней энергии связи нуклонов в ядре $E_{\text{св}}/A$.

Энергия связи атомов в молекулах составляет намного меньшую величину. Например, энергия связи атомов Н—Н в молекуле водорода H_2 равна 4,52 эВ; энергия связи атомов С—Н равна 4,18 эВ; энергия двухвалентной связи атомов кислорода О—О составляет 5,08 эВ, и энергия трехвалентной связи атомов азота равна 9,76 эВ. Различие в порядках величин энергий можно проиллюстрировать на примере следующих реакций: при делении одного ядра урана

¹⁾ В отечественной физической литературе вместо термина «энергия отделения нейтрона (протона)» чаще используется эквивалентный термин «энергия связи нейтрона (протона)». — *Прим. перев.*

^{235}U выделяется энергия, равная 200 МэВ, тогда как при распаде одной молекулы тринитротолуола (ТНТ) выделяется менее 10 эВ.

Для ядер с массовым числом A , большим 20, средняя энергия связи нуклонов $E_{\text{св}}/A$ примерно постоянна и составляет 8—9 МэВ, т. е. она несколько меньше одной сотой массы нуклона. Полная энергия связи ядра $E_{\text{св}}$ в первом приближении пропорциональна числу содержащихся в нем нуклонов, точно так же как энергия связи молекул жидкости пропорциональна числу находящихся в ней молекул. Эта аналогия лежит в основе капельной модели ядра (§ 3.1).

1.1.5. Способы получения ядерной энергии

Система нуклонов в ядре тем стабильнее, чем больше энергия связи ядра. Поэтому процессы спонтанной эволюции происходят всегда с увеличением $E_{\text{св}}$, т. е. с уменьшением полной массы системы: при этом высвобождается энергия. Из рис. 1.1 следует, что возможны два типа реакций, с помощью которых можно получать ядерную энергию.

а) *Реакция деления*, т. е. разделение на части ядер тяжелых элементов (например, урана или плутония) при их облучении нейтронами. В результате деления образуются несколько быстрых нейтронов, способных в свою очередь возбуждать новые процессы деления; таким образом, становится возможной цепная реакция. Контролируемая цепная реакция позволяет получать энергию непрерывным способом (гл. 11).

б) *Реакция слияния (синтеза)*, т. е. процессы образования более тяжелых ядер из двух более легких ядер. Такие реакции можно осуществить, нагревая вещество до очень высоких температур (порядка 100 миллионов кельвинов); вещество при этом становится полностью ионизированным термоядерным газом (плазмой). Реакция синтеза происходит в результате столкновений ядер; кинетическая энергия отдельных из них оказывается достаточной для преодоления электрического потенциального барьера — конечно, это возможно только для ядер, находящихся в хвосте энергетического распределения. Эта область ядерной физики еще недостаточно исследована, чтобы можно было построить промышленный ядерный реактор.

1.2. Силы ядерного притяжения

Энергия связи ядра $E_{\text{св}}$ намного больше энергии взаимного электрического отталкивания протонов в ядре (§ 3.1.2); она является следствием сил притяжения, действующих между нуклонами.

Постепенно были установлены свойства этих сил. Свойства оказались довольно сложными, что вполне естественно: вообразим себе трудности, с которыми мы столкнулись бы, если бы пришлось изучать электромагнитное взаимодействие по валентным силам атомов, связанных в молекулы. Приводимые ниже характеристики ядерных сил были установлены в результате огромного числа опытов по изучению статических свойств ядер, однако наиболее ценная информация была получена в экспериментах по рассеянию нейтронов и протонов на ядрах.

а) Ядерные силы не зависят от электрического заряда взаимодействующих нуклонов, что вполне естественно.

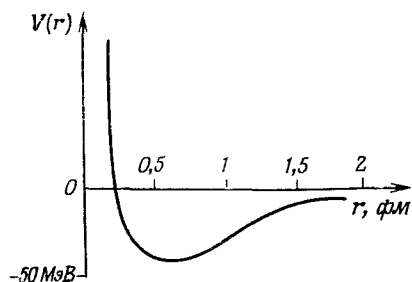


Рис. 1.2а. Межнуклонный потенциал нуклон-нуклонного взаимодействия в предположении сферической симметрии.

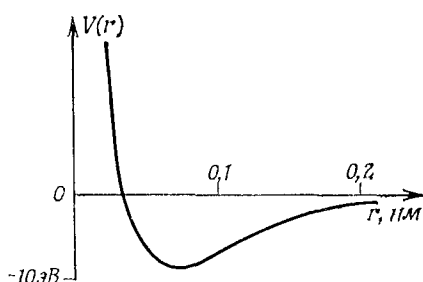


Рис. 1.2б. Межатомный потенциал атом-атомного взаимодействия в предположении сферической симметрии.

б) Радиус действия ядерных сил составляет от 1,5 до 2 фм; на расстояниях, меньших 0,6 фм, потенциал взаимодействия имеет вид потенциала Юкавы:

$$V(r) \sim \frac{e^{-\mu r}}{r}, \quad (1.2)$$

где $(1/\mu) = 1,4 \text{ фм}^1$). На рис. 1.2 показано, насколько ядерный потенциал сходен с потенциалом взаимодействия атомов в молекуле. На расстояниях, меньших 0,2 фм, потенциал является отталкивающим. Для упрощения при изучении связанной системы нейтрон — протон (т. е. дейтрона) мы не будем пользоваться потенциалом Юкавы; будем предполагать, что каждый нуклон находится

¹⁾ Силы ядерного притяжения обусловлены обменом между нуклонами частицами массы m (§ 2.7), и поэтому можно ввести параметр $1/\mu$, называемый радиусом действия силы: $1/\mu = \hbar/mc$. Если масса покоя обменной частицы равна нулю, как в случае фотона, то потенциал принимает вид $1/r$, т. е. вид кулоновского потенциала. Электрическое взаимодействие обусловлено обменом виртуальными фотонами (§ 2.6).

в прямоугольной потенциальной яме (§ 4.3.2) шириной 1,5—2 фм и глубиной 30—60 МэВ.

в) Интенсивность ядерного взаимодействия зависит от взаимной ориентации спинов двух нуклонов. Дейтрон отвечает триплетному состоянию (спины ориентированы в одном направлении). Синглетное состояние (спины нейтрона и протона направлены в разные стороны) неустойчиво. Другими словами, сила взаимодействия при параллельной ориентации спинов больше, чем при антипараллельной.

г) Дипольный магнитный момент дейтрона не равен в точности сумме магнитных моментов двух нуклонов (§ 4.1.1). Разница

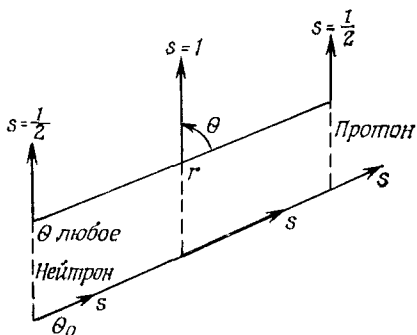


Рис. 1.3. Спин S дейтрона равен сумме спинов протона и нейтрона (триплетное состояние). Устойчивым состояниям соответствуют значения $\theta = 0$ и $\theta = 180^\circ$.

(2,5 %) намного превышает ошибки эксперимента; отсюда следует, что каждый нуклон обладает еще и орбитальным моментом.

Чтобы учесть свойства «в» и «г», в потенциал взаимодействия вводят нецентральный член; добавляют *тензорную составляющую* силы, зависящую от взаимной ориентации спинов нуклонов и от расстояния r между ними. На рис. 1.3 изображено триплетное состояние системы (n, p) , спин которой равен единице. Энергия, соответствующая тензорной составляющей ядерной силы, минимальна при значениях углов $\theta = 0^\circ$ и $\theta = 180^\circ$. Таким образом, дейтрон можно представить себе в форме сигары, обладающей положительным электрическим квадрупольным моментом (§ 3.5).

1.3. Кинематика процессов рассеяния частиц на ядрах

Ускоренные бомбардирующие частицы рассеиваются на частицах-мишенях, поскольку между ними существуют силы взаимодействия; картина явления зависит прежде всего от природы этих сил. Пусть T_i — полная кинетическая энергия системы до взаимодействия, а T_f — полная кинетическая энергия после взаимодействия.

Если $T_f = T_i$, то говорят, что происходит упругое рассеяние; бомбардирующие частицы отклоняются, теряя при этом свою энергию. Теряемую энергию мы вскоре вычислим.

Если $T_f \neq T_i$, то говорят, что происходит неупругое рассеяние. Точно так же как и в случае химических реакций, можно вычислить баланс энергии при взаимодействии

$$Q = T_f - T_i. \quad (1.3)$$

Чаще всего образующиеся в результате рассеяния частицы отличаются от начальных бомбардирующих частиц. Такие процессы называются ядерными реакциями. Если же в процессе рассеяния тип частиц не изменяется, то такое рассеяние будем называть неупругим.

После сделанных определений рассмотрим процесс упругого рассеяния ускоренных частиц с массой m_1 и скоростью v на частицах-мишенях с массой m_2 и нулевой начальной скоростью до взаимодействия. Мы не будем делать никаких гипотез ни относительно природы взаимодействия, ни относительно формул, описывающих его интенсивность; в таком случае мы не сможем вычислить угловое распределение рассеянных частиц. Нам придется ограничиться кинематическими уравнениями, справедливыми для любого типа взаимодействия.

В случае упругого рассеяния внутреннее состояние частиц-мишеней не меняется: это обычный процесс упругого соударения, рассматриваемый в механике. Предположим, что массы m_1 и m_2 постоянны (не зависят от скоростей частиц); релятивистские процессы рассеяния будут рассмотрены ниже (§ 1.7).

Система координат, связанная с наблюдателем, называется *лабораторной системой* (лаб. системой). Приборы регистрируют результаты взаимодействий именно в этой системе, в которой можно говорить о «бомбардирующей» (или налетающей) частице и о «частице-мишени».

Напомним определения некоторых величин.

Для частицы с массой m_1 , обладающей скоростью v , вводится понятие *импульса* (количества движения) $p = m_1 v$. Как и скорость, импульс является полярным вектором. Если частица вращается по окружности радиусом a вокруг оси Oz , перпендикулярной плоскости круга (рис. 1.4), то модуль ее

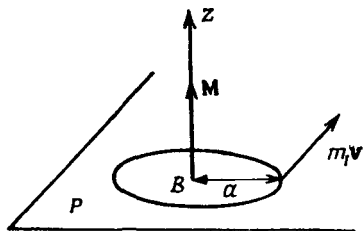


Рис. 1.4. Импульс $p = m_1 v$ и угловой момент M относительно оси Oz бомбардирующей частицы с массой m_1 и скоростью v .

углового момента вычисляется по формуле $|\mathbf{M}| = m_1 |\mathbf{v}| a$. Вектор углового момента направлен вдоль оси Oz при «правом» вращении частицы и против оси Oz при обратном («левом») вращении. Угловой момент является *аксиальным* вектором, или *псевдовектором*. Операция отражения относительно плоскости P меняет направление полярного вектора, но не меняет направление аксиального вектора. В случае вращения частицы вокруг собственной оси ее угловой момент $\mathbf{M}$ характеризуется квантовым числом s , называемым спином:

$$\mathbf{M} = \hbar s.$$

Модуль вектора $\mathbf{M}$ в этом случае определяется по формуле

$$|\mathbf{M}| = \hbar [s(s+1)]^{1/2}. \quad (1.4)$$

Система центра масс (система ЦМ) имеет своим началом центр масс частиц, который движется равномерно и прямолинейно относительно лаб. системы. Частицы в этой системе приближаются к центру масс с одинаковыми по величине, но противоположно направленными импульсами; полный импульс системы равен нулю: $\sum \mathbf{p}' = 0$ («штрихом» обозначается физическая величина в системе ЦМ). Уравнения, описывающие процессы рассеяния, намного проще в системе ЦМ, чем в лаб. системе, и именно поэтому часто предпочитают все вычисления проводить в системе ЦМ.

1.3.1. Описание процесса рассеяния в лаб. системе (рис. 1.5, а)

Центр масс движется в том же направлении, что и бомбардирующая частица, со скоростью v_c :

$$(m_1 + m_2) v_c = m_1 v, \quad v_c = v \frac{m_1}{m_1 + m_2} = v \frac{m_0}{m_2}. \quad (1.5)$$

Здесь m_0 — приведенная масса частиц:

$$\frac{1}{m_0} = \frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2}, \quad m_0 = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}. \quad (1.6)$$

Квантовая механика уточняет физический смысл приведенной массы, величина которой заключена между половиной массы и полной массой самой легкой из двух сталкивающихся частиц.

В результате взаимодействия бомбардирующая частица отклоняется на угол θ , а частица-мишень испытывает отдачу под углом ϕ к направлению импульса падающей начальной частицы. В соответствии с законом равенства действия и противодействия полный импульс системы не меняется: центр масс продолжает двигаться в прежнем направлении с прежней скоростью v_c .

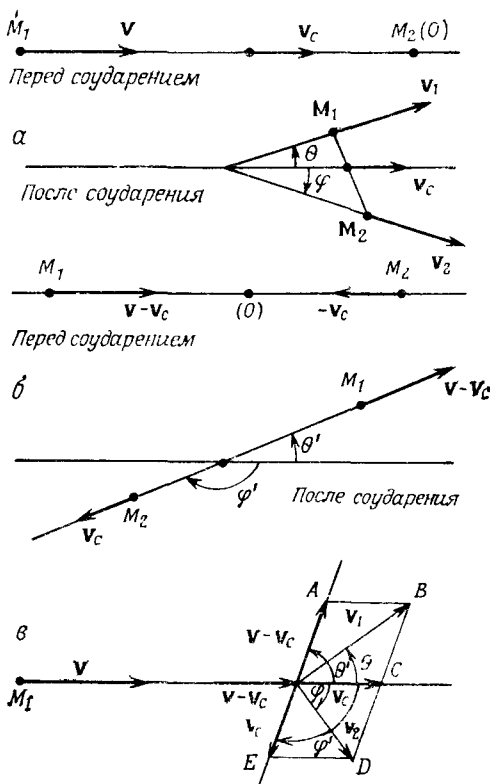


Рис. 1.5. Упругое рассеяние частицы с массой m_1 на ядре с массой m_2 . а — кинематика процесса в лаб. системе; б — кинематика процесса в системе ЦМ; в — векторная диаграмма для определения скоростей и углов рассеяния в лаб. системе и системе ЦМ.

Написав законы сохранения энергии и импульса, мы получим следующие кинематические уравнения:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{2} m_1 v^2 = \frac{1}{2} m_1 v_1^2 + \frac{1}{2} m_2 v_2^2, \end{array} \right. \quad (1.7)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} m_1 v = m_1 v_1 \cos \theta + m_2 v_2 \cos \varphi, \\ 0 = m_1 v_1 \sin \theta - m_2 v_2 \sin \varphi. \end{array} \right. \quad (1.8)$$

Мы имеем три уравнения и четыре неизвестных: θ , φ , v_1 и v_2 . Если задать одну из них, например θ , то все остальные величины могут быть определены. Число же частиц, рассеиваемых на угол θ , и их энергетический спектр зависят от вида взаимодействия.

Три уравнения (1.7) и (1.8) дают соотношения между углами рассеяния:

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{\sin 2\varphi}{(m_1/m_2) - \cos 2\varphi}.$$

1.3.2. Описание процесса рассеяния в системе ЦМ (рис. 1.5, б)

В этом случае частица с массой m_1 приближается к началу координат со скоростью ($v - v_c$), а частица с массой m_2 — со скоростью v_c . Импульс каждой из частиц равен $\mathbf{p}' = m_0 \mathbf{v}$, чем проясняется физический смысл приведенной массы. После рассеяния частицы тоже движутся в противоположных направлениях с прежними скоростями, но вдоль оси, которая повернута на угол $\varphi' = \pi - \theta'$.

Чтобы вывести формулы перехода от лаб. системы к системе ЦМ, рассмотрим векторную диаграмму, связывающую скорости и углы рассеяния в этих двух системах (рис. 1.5, в). Например, углы θ и θ' связаны формулой

$$\operatorname{ctg} \theta = \frac{m_1}{m_2 \sin \theta'} + \operatorname{ctg} \theta'.$$

При $m_1 = m_2$, $\theta = \theta'/2$ и при $m_1 \ll m_2$, $\theta = \theta'$ эти две системы совпадают. В последнем случае это происходит потому, что можно пренебречь импульсом отдачи ядра. Хорошим примером, иллюстрирующим эти два случая, может служить процесс упругого рассеяния электронов низкой энергии на атомах (введение, рис. 2).

1.4. Эффективное сечение взаимодействия

Пусть N — флюенс¹⁾ падающих частиц, т. е. число падающих частиц, приходящихся на единичную площадку мишени. Обозначим буквой P вероятность взаимодействия для одной частицы мишени. Эффективным сечением σ называется *вероятность взаимодействия, отнесенная к одной падающей частице*:

$$\sigma = \frac{P}{N}. \quad (1.9)$$

Сечение σ имеет размерность площади; это «полезная» площадь взаимодействующей системы падающей частицы и частицы-мишени, с чем и связано его название.

¹⁾ Флюенс обозначается буквой Φ . Мы пишем N , чтобы напомнить, что речь идет о *числе* (по-англ. *number*) *частиц*. (Флюенс — число частиц, упавших на 1 см² мишени за некоторое время эксперимента. Вероятность P , очевидно, относится к тому же самому времени. Если «время эксперимента» взять равным 1 с, то N будет плотностью потока частиц. — Прим. перев.)

В Международной системе единиц единицей эффективного сечения является квадратный метр; эта единица слишком большая, поскольку вероятность P всегда очень мала (рис. 1.7). В первом приближении ядра — это сферы радиусом R_0 ; площадь σ_g поперечного сечения ядра равна площади большого круга сферы:

$$\sigma_g = \pi R_0^2.$$

Сечение σ_g имеет порядок величины 10^{-28} м², и поэтому вводится еще одна единица измерения эффективного сечения, называемая барном:

$$1 \text{ барн} = 1 \text{ б} = 10^{-28} \text{ м}^2 = 10^{-24} \text{ см}^2.$$

Геометрические сечения ядер лежат в пределах от 0,16 до 2,7 б. Сечение σ является глобальной характеристикой, относящейся

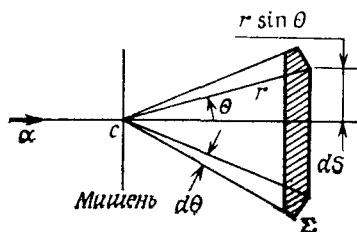


Рис. 1.6. Определение элемента телесного угла $d\Omega$ в лаб. системе.

к взаимодействию системы в целом, независимо от угла θ , под которым вылетает рассеянная частица. Но имеет очень важное значение и угловое распределение рассеянных частиц, так как оно позволяет судить о механизме взаимодействия. Рассмотрим приращение телесного угла¹⁾ $d\Omega$, отвечающее увеличению угла θ на $d\theta$ (рис. 1.6). Эффективным дифференциальным сечением $\sigma(\theta)$ для угла θ называется часть сечения σ , соответствующая этому телесному углу:

$$\sigma(\theta) = \frac{d\sigma}{d\Omega}. \quad (1.10)$$

Дифференциальным эффективным сечением называется *вероятность испускания рассеянной частицы в телесный угол $d\Omega$, отнесенная к одной падающей частице*. Это определение не зависит от системы координат.

Проинтегрировав дифференциальное эффективное сечение по всем значениям телесного угла, мы получим сечение σ . В лаб. системе:

$$\sigma = \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} \sigma(\theta) \sin \theta d\theta d\varphi. \quad (1.11)$$

¹⁾ Телесный угол, ограниченный конусом с вершиной в точке Р, измеряют площадью сферы единичного радиуса с центром в точке Р, вырезаемой этим конусом. Площадь сферы радиусом r с центром в точке p вырезаемая этим конусом, равна $r^2 d\Omega$.

В случае аксиальной симметрии (т. е. в случаях неполяризованных частиц со спином либо бесспиновых частиц):

$$\sigma = 2\pi \int_0^{\pi} \sigma(\theta) \sin \theta d\theta. \quad (1.12)$$

На рис. 1.7 представлены порядки величины эффективных сечений для разных типов взаимодействий. Большие различия в их значениях являются следствием огромной разницы в интенсивности взаимодействий.

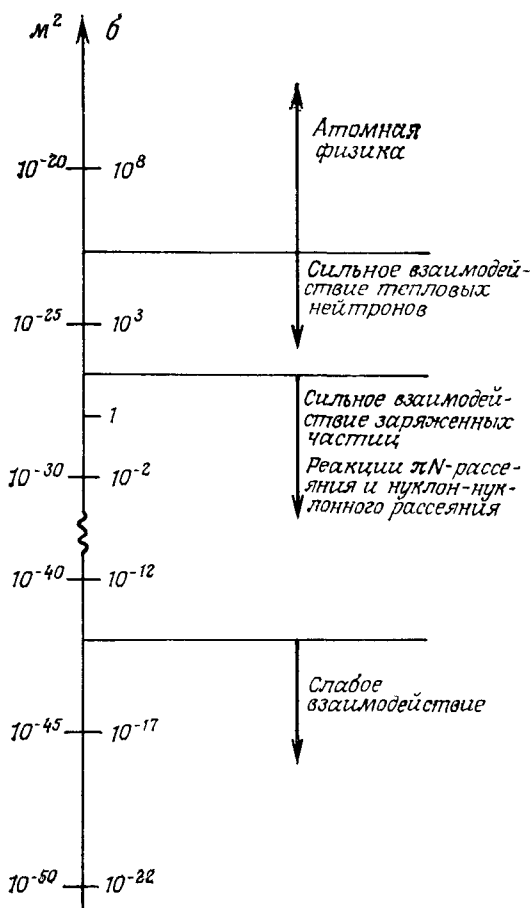


Рис. 1.7. Порядки величины эффективных сечений взаимодействия (в логарифмической шкале) в ядерной физике и в физике частиц.

Сечение σ довольно просто вычисляется, если падающие частицы можно считать точечными; в противном же случае приходится обращаться к аппарату квантовой механики.

1.4.1. Случай точечных падающих частиц

С падающей частицей связана волна, которая искажается частицей-мишенью. Конечно, это некое приближение, применимое лишь в тех случаях, когда длина волны падающих частиц меньше диаметра частицы-мишени. Так обстоит дело, например, при рассеянии быстрых частиц, взаимодействующих с тяжелыми ядрами. В этом случае сечение σ — эффективная площадь каждого отдельного ядра для данного взаимодействия.

Рассмотрим тонкую пластинку толщиной dl и единичной площадью (рис. 1.8), содержащую ядра только одного сорта. Их число в единице объема равно n . Пластинка содержит ndl отдельных частиц-мишеней. Если пластинка «тонкая», то это значит, что эффективные поперечники σ ядер не перекрываются. Падающие частицы не «различают» поперечников σ двух ядер, полностью или хотя бы частично перекрывающихся: случаи типа показанного на рис. 1.8, б исключаются. В то же самое время в случае тонкой пластинки можно пренебречь замедлением падающих частиц внутри пластинки. Из общего потока N падающих частиц взаимодействует ΔN частиц. Пластинка имеет геометрическую площадь, равную единице, но эффективную площадь, равную σ (ndl). Взаимодействуют с частицами-мишенями частицы, попадающие в эту площадь σ (ndl), а потому можно написать

$$\frac{\Delta N}{N} = \frac{\sigma (ndl)}{1}.$$

Отсюда

$$\sigma = \frac{\Delta N}{N (ndl)}. \quad (1.13)$$

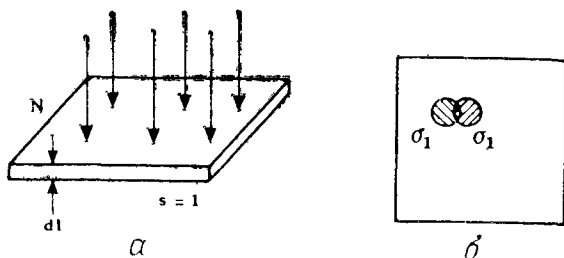


Рис. 1.8. Эффективное сечение рассеяния точечных частиц. В этом случае величина σ имеет смысл полезной площади поперечного сечения частицы-мишени в данном взаимодействии

В случае одной частицы-мишени ($ndl = 1$) мы снова приходим к определению (1.9). Таким образом, сечение σ определено для конкретного типа взаимодействия, для определенной частицы-мишени и для падающей частицы с заданной определенной энергией. Зависимость сечения от энергии падающей частицы называется *функцией возбуждения* рассматриваемого типа взаимодействия.

1.4.2. Обобщение. Разложение плоской волны по парциальным волнам

Когда длина волны падающих частиц по порядку величины сравнима с радиусом R потенциала взаимодействия (предполагаемого сферически-симметричным) или больше его, механическое описание не является более справедливым. Необходимо рассматривать взаимодействие волны с частицей-мишенью.

Рассмотрим случай, когда масса частицы-мишени бесконечно велика по сравнению с массой m_1 падающей частицы, которая предполагается константой, не зависящей от скорости. Лаб. система и система ЦМ совпадают. До взаимодействия частица-мишень находится в начале координат. Ось Ox направим в направлении распространения падающей волны, которая является плоской и описывается формулой

$$\Psi_i = A_i \exp(ikx). \quad (1.14)$$

Здесь k — волновое число:

$$k = \frac{1}{\hbar} = \frac{m_1 v}{\hbar}. \quad (1.15)$$

В полярных координатах (r, θ, φ) плоская волна имеет вид

$$\Psi_i = A_i \exp(ikr \cos \theta). \quad (1.16)$$

Орбитальное движение относительно частицы-мишени характеризуется *квантовым орбитальным числом* l , так что в соответствии с (1.3) угловой момент L определяется формулой

$$|L|^2 = l(l+1)\hbar^2. \quad (1.17)$$

В то же время угловой момент L равняется $m_1 v D$, где D — *прицельный параметр*, т. е. расстояние от центра потенциала взаимодействия до траектории падающей начальной частицы. Таким образом, имеем

$$m_1 v D = [l(l+1)]^{1/2} \hbar. \quad (1.18)$$

При $l = 0$ столкновение является центральным: это и есть случай рассеяния точечных падающих частиц, рассмотренный выше в рамках механической модели. При значениях l , отличных от нуля и равных 1, 2, . . . , столкновение не является центральным.

Можно разложить падающую волну Ψ_i на сумму парциальных волн, каждая из которых соответствует определенному значению квантового орбитального числа:

$$\Psi_i = A_i \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l j_l(kr) P_l(\cos \theta). \quad (1.19)$$

Здесь $j_l(kr)$ — сферическая функция Бесселя (рис. 4.8), а P_l — полином Лежандра. С помощью ряда упрощающих предположений можно получить формулу

$$j_l(kr) = \left[\exp i \left(kr - \frac{l\pi}{2} \right) - \exp \left\{ -i \left(kr - \frac{l\pi}{2} \right) \right\} \right] / 2i kr. \quad (1.20)$$

Таким образом, в выражении для функции $j_l(kr)$ с определенным квантовым числом l мы имеем слагаемое, описывающее сходящуюся сферическую волну, и слагаемое, описывающее расходящуюся сферическую волну.

Частица-мишень изменяет только расходящуюся сферическую волну, но не сходящуюся. Поэтому волновая функция конечных рассеянных частиц может быть представлена в виде

$$\begin{aligned} \Psi_f = A_i \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l P_l(\cos \theta) & \left[\eta_l \exp 2i\delta_l \exp i \left(kr - \frac{l\pi}{2} \right) - \right. \\ & \left. - \exp \left\{ -i \left(kr - \frac{l\pi}{2} \right) \right\} \right] / 2i kr. \end{aligned} \quad (1.21)$$

Здесь η_l — действительное число, принимающее значения от нуля до единицы. Этот параметр описывает уменьшение амплитуды волны в результате ее взаимодействия с частицей-мишенью. При полном поглощении волны $\eta_l = 0$.

Параметр $2\delta_l$ есть разность фаз парциальной волны в случае взаимодействия и парциальной волны в случае отсутствия взаимодействия. Рассеянная волна описывается функцией

$$\Psi_{\text{расс}} = \Psi_f - \Psi_i.$$

Отличие от нуля этой рассеянной волны указывает на отклонение отдельных частиц в результате рассеяния. Вычитая (1.19) из (1.21), получаем

$$\Psi_{\text{расс}} = A_i f(\theta) \exp(ikr)/r. \quad (1.22)$$

Здесь $f(\theta)$ — амплитуда рассеяния.

Плотность потока падающих частиц равна $(k\hbar/m_1) |A_i|^2$; плотность потока рассеянных частиц есть

$$\frac{k\hbar}{m_1} [|A_i|^2 |f(\theta)|^2/r^2].$$

Отсюда получаем

$$\frac{d\sigma_{\text{упр}}}{d\Omega} = |f(\theta)|^2.$$

Напишем выражение для амплитуды

$$f(\theta) = \frac{1}{k} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P_l(\cos \theta) f_l, \quad (1.23)$$

где

$$f_l = [\eta_l \exp(2i\delta_l) - 1]/2i.$$

Величина f_l есть амплитуда парциальной волны, соответствующей определенному значению квантового орбитального числа l . Эффективное сечение упругого рассеяния равно

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{упр}} &= \int d\sigma_{\text{упр}} = \int 2\pi |f(\theta)|^2 \sin \theta d\theta = \\ &= \frac{1}{k^2} \sum (2l+1)^2 \frac{4\pi}{2l+1} |f_l|^2, \end{aligned}$$

или

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{упр}} &= \sum \sigma_{\text{упр}}^l = \frac{4\pi}{k^2} \sum (2l+1) |f_l|^2 = \\ &= \frac{\pi}{k^2} \sum (2l+1) [1 + \eta_l^2 - 2\eta_l \cos 2\delta_l]. \end{aligned} \quad (1.24)$$

Итак, можно сделать следующие выводы.

а) *Упругое рассеяние.* Падающая волна не поглощается; $\eta_l = 1$ при всех значениях орбитального числа l , и из (1.24) получаем

$$\sigma_{\text{упр}} = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \sin^2 \delta_l. \quad (1.25)$$

б) *Неупругое рассеяние.* Частицы, образующиеся в результате рассеяния, могут отличаться от падающих частиц. По этой причине рассеянную волну $\Psi_{\text{расс}}$ нельзя вычислять по формуле (1.22). Корректные вычисления приводят к результату

$$\sigma_{\text{неупр}} = \left(\frac{\pi}{k^2} \right) \sum (2l+1) (1 - \eta_l^2). \quad (1.26)$$

При $\eta_l = 1$ сечение $\sigma_{\text{неупр}}$ обращается в нуль.

Полное эффективное сечение равно

$$\sigma_{\text{полн}} = \sigma_{\text{упр}} + \sigma_{\text{неупр}} = \frac{\pi}{k^2} \sum (2l+1) (2 - 2\eta_l \cos 2\delta_l). \quad (1.27)$$

1.4.3. Максимальные эффективные сечения

При заданном значении квантового орбитального числа l максимум парциального эффективного сечения упругого рассеяния достигается при значениях параметров $\eta_l = 1$, $\delta_l = \pi/2$ (в этом случае $\sigma_{\text{неупр}}^l = 0$) и дается выражением

$$\sigma_{\text{упр}}^l = \left(\frac{4\pi}{k^2} \right) (2l + 1). \quad (1.28)$$

В случае неупругого рассеяния максимум эффективного сечения достигается при полном поглощении парциальной волны ($\eta_l = 0$) и оказывается равным:

$$\sigma_{\text{неупр}}^l = \left(\frac{\pi}{k^2} \right) (2l + 1). \quad (1.29)$$

Таким образом, максимальное значение полного эффективного сечения равно

$$\sigma_{\text{полн}}^l = \left(\frac{4\pi}{k^2} \right) (2l + 1). \quad (1.30)$$

В то же время взаимодействие налетающей частицы с частицей-мишенью возможно, если прицельный параметр (1.18) меньше радиуса R сферически-симметричного потенциала частицы-мишени. Согласно формуле (1.18), в первом приближении можно написать

$$D \approx l\kappa = \frac{l}{k},$$

где

$$\frac{l}{k} < R.$$

При малых значениях k квантовое орбитальное число l может достигать очень больших значений и эффективное сечение рассеяния будет намного больше геометрического сечения σ_g . Рассмотрим случай тепловых нейтронов ($T_n = 0,025$ эВ, § 10.1.1). При $l = 1$ прицельный параметр равен $\sim 40\,000$ фм; он намного больше R ; единственной волной, дающей вклад в сечение, является волна с $l = 0$. Для максимальных эффективных сечений получаем

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{упр}} &= 4\pi\kappa^2, \\ \sigma_{\text{неупр}} &= \pi\kappa^2, \\ \sigma_{\text{полн}} &= 4\pi\kappa^2. \end{aligned} \quad (1.31)$$

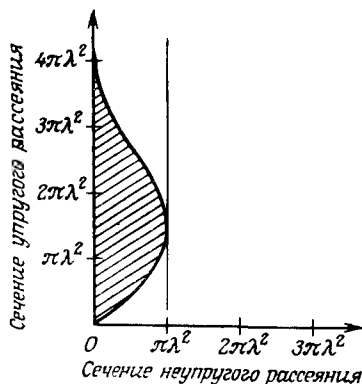


Рис. 1.9. Эффективные сечения $\sigma_{\text{упр}}$ и $\sigma_{\text{неупр}}$ при небольших энергиях налетающей частицы в случае, когда вклад дает только одна парциальная волна со значением $l = 0$. Допустимые значения сечений лежат в заштрихованной области.

На рис. 1.9 значения сечений $\sigma_{\text{упр}}$ и $\sigma_{\text{неупр}}$ при $l = 0$ попадают внутрь заштрихованной области.

При неупругом рассеянии тепловые нейтроны ведут себя как бомбардирующие частицы с максимальным радиусом, равным λ , в полном соответствии с простой механической картиной, рассмотренной в § 1.4.1. Это имеет очень важное практическое значение: эффективные сечения тепловых нейтронов очень большие, особенно в реакциях деления. Наилучшие условия для получения цепной реакции (§ 11.7) обеспечивает именно использование тепловых нейтронов. Поэтому в реактор вводят *замедлитель* (водород, дейтерий, углерод), роль которого состоит в замедлении быстрых нейтронов, образующихся в результате деления, до столь малых скоростей, когда они становятся способными вызывать новые акты деления. Реакторы, работающие на таком принципе, называются реакторами на тепловых нейтронах. Если реактор не содержит замедлителя, то быстрые нейтроны, возникающие в результате деления, сами непосредственно вызывают цепную реакцию. Такие реакторы называются реакторами на быстрых нейтронах.

1.5. Кулоновское упругое рассеяние α -частиц

Доказательства сложного строения атома были получены в опытах по рассеянию электрически заряженных α -частиц (ядер ${}^4_2\text{He}$), испускаемых радиоактивными элементами. В начале века предполагалось (Дж. Томсон), что атом представляет собой сферу (диаметром $\sim 10^{-8}$ см), на поверхности которой непрерывно распределен положительный заряд, тогда как отрицательно заряженные электроны находятся внутри сферы наподобие семечек в яблоке. В противоположность этому Нагаока считал, что атом представляет собой планетарную систему, в центре которой, подобно Солнцу, распо-

ложено положительно заряженное ядро, а электроны — как бы маленькие планеты. Если верна модель Дж. Томсона, то отталкивающий электрический заряд распределен по достаточно большой поверхности атома и при кулоновском взаимодействии положительно заряженных α -частиц с атомами его действие должно быть слабым; следовательно, отклонение налетающих частиц также должно быть слабым. В случае же планетарной модели квазиточечный положительный заряд взаимодействует с налетающими α -частицами гораздо сильнее, что должно приводить к большим углам рассеяния; можно даже создать условия, при которых налетающая частица в результате рассеяния может отклониться на угол, превышающий 90° ; такое рассеяние называется *рассеянием назад*. Гейгер и Марсден показали, что отдельные α -частицы сильно отклоняются. Это привело Резерфорда к созданию первой теоретической планетарной модели атома, которая была подтверждена путем сравнения вычисленного эффективного сечения рассеяния с данными эксперимента.

Пусть точечные бомбардирующие частицы с массой m_1 и положительным зарядом Z_1e (для α -частиц $Z_1 = 2$), летящие со скоростью v , взаимодействуют с ядрами (тоже точечными), массы которых равны m_2 и которые несут положительные заряды Z_2e , где Z_2 — целое число. Если m_2 намного больше m_1 , то можно пренебречь отдачей частицы-мишени, которая до момента столкновения предполагается находящейся в состоянии покоя. Массы предполагаются независимыми от скорости. Пренебрежем энергией отдачи частицы-мишени. При упругом рассеянии это означает, что скорость рассеянной частицы равняется скорости начальной частицы, несмотря на возможное ненаблюдаемое изменение энергии в процессе самого соударения.

Предположим далее, что единственной силой, действующей между налетающей частицей и частицей-мишенью, является сила электростатического взаимодействия, определяемая законом Кулона

$$F = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 d^2}. \quad (1.32)$$

Здесь d — расстояние между налетающей частицей и частицей-мишенью. Пусть D — прицельный параметр (рис. 1.10). Сила F обратно пропорциональна квадрату расстояния, и вследствие этого траекторией частицы является гипербола, в одном из фокусов которой находится частица-мишень. Обозначив буквой S вершину гиперболы и положив $CS = x$, получим

$$x = D \operatorname{ctg} \frac{\alpha}{2}, \quad (1.33)$$

где α — угол между осью гиперболы и ее асимптотами.

Пусть v_1 — скорость частицы в вершине гиперболы. Ее можно вычислить, исходя из закона сохранения энергии

$$\frac{1}{2} m_1 v^2 = \frac{1}{2} m_1 v_1^2 + \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 x}. \quad (1.34)$$

При лобовом столкновении ($D = 0$) траектория имеет вид полу-прямой (см. рис. 1.10). Минимальное расстояние b , на которое может приблизиться налетающая частица к рассеивающему центру,

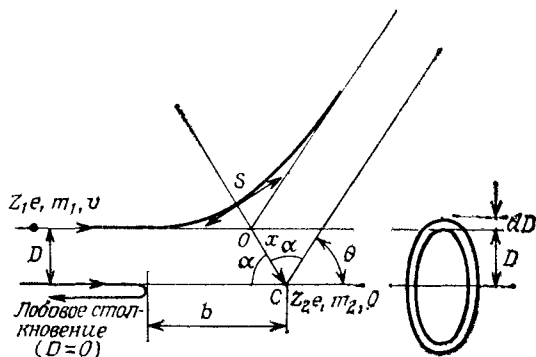


Рис. 1.10. Рассеяние α -частицы на ядре атома в модели Резерфорда.

называется *диаметром рассеяния*. Его можно вычислить, положив $v_1 = 0$ в формуле (1.34):

$$b = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2\pi\epsilon_0 m_1 v^2}.$$

Таким образом, можно написать

$$v^2 = v_1^2 + \frac{b}{x} v^2,$$

откуда

$$\frac{v_1^2}{v^2} = 1 - \frac{b}{x}. \quad (1.35)$$

Используя также закон сохранения углового момента

$$m_1 v D = m_1 v_1 x,$$

в соответствии с (1.35) имеем

$$D^2 = x^2 \frac{v_1^2}{v^2} = x(x - b). \quad (1.36)$$

Подставляя сюда выражение (1.33) для x , получаем

$$D^2 = D^2 \operatorname{ctg}^2 \frac{\alpha}{2} - Db \operatorname{ctg} \frac{\alpha}{2}.$$

Отсюда

$$D = \frac{1}{2} b \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2}. \quad (1.37)$$

При $D = b/2$ имеем $\theta = 90^\circ$.

Рассмотрим телесный угол $d\Omega$, ограниченный поверхностью конуса с половинным углом при вершине θ и поверхностью конуса с углом при вершине $\theta + d\theta$ (рис. 1.6):

$$d\Omega = \frac{dS}{r^2} = \frac{2\pi r \sin \theta r d\theta}{r^2} = 2\pi \sin \theta d\theta.$$

При изменении угла рассеяния от θ до $\theta + d\theta$ прицельный параметр меняется в пределах от D до $D - dD$. Число рассеянных частиц, попадающих в телесный угол $d\Omega$, т. е. проходящих через кольцевую площадку Σ , в соответствии с (1.13) дается формулой

$$d(\Delta N) = (n dl) (2\pi D dD) N.$$

Отсюда

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d(\Delta N)}{n dl N d\Omega} = \frac{2\pi D dD}{d\Omega}.$$

Но, согласно (1.37),

$$dD = -\frac{1}{4} b \frac{1}{\sin^2 \left(\frac{\theta}{2} \right)} d\theta.$$

Поэтому имеем

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{4\pi \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} d\theta}{d\Omega} \frac{b^2}{16 \sin^4 \left(\frac{\theta}{2} \right)} = \frac{b^2}{16 \sin^4 \left(\frac{\theta}{2} \right)}.$$

Окончательно

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left[\frac{Z_1 Z_2 e^2}{2\pi \epsilon_0 m_1 v^2} \frac{1}{4 \sin^2 \left(\frac{\theta}{2} \right)} \right]^2. \quad (1.38)$$

Из этой формулы следует, что, измерив дифференциальное эффективное сечение рассеяния, можно определить величину Z_2 . В качестве примера на рис. 1.11 приведена теоретическая кривая, полученная при использовании в качестве мишени золота с $Z_2 = 79$.

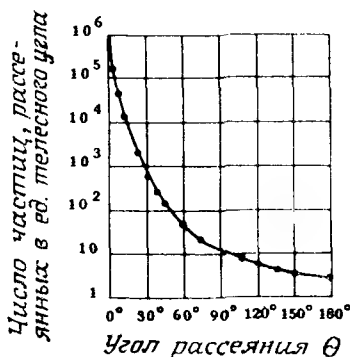


Рис. 1.11. Рассеяние α -частиц в тонкой золотой фольге. Кривая рассчитана по формуле (1.38) при $Z_2 = 79$. Отдельные точки — экспериментальные данные.

Она прекрасно согласуется с экспериментальными точками. Таким образом, мы снова получаем номер клетки, занимаемой золотом в периодической системе элементов; Z_2 есть *атомный номер* (элемента), определение которого было дано выше.

Формула (1.38) является не более чем первым приближением. Она приводит к бесконечно большому эффективному сечению, когда угол θ стремится к нулю (при очень больших прицельных параметрах D). При больших D налетающая частица взаимодействует с электронами атома, и это усложняет вычисления. Формула (1.38) справедлива лишь в том случае, когда единственной силой взаимодействия является сила электростатического взаимодействия. Для этого должны выполняться два условия.

а) Диаметр рассеяния D должен быть намного больше длины волны налетающей частицы:

$$b \gg \frac{h}{m_1 v},$$

или

$$\frac{Z_1 Z_2 e^2}{2\pi \epsilon_0 \hbar v} \gg 1. \quad (1.39)$$

В экспериментах Гейгера и Марсдена энергия налетающих α -частиц была равна 5,3 МэВ, что в случае золота приводит к значению b , равному 43,4 фм, и условие (1.39) оказывается выполненным.

б) Диаметр рассеяния b должен быть намного больше радиуса R потенциальной ямы, представляющей часть ядерного потенциала, ответственного за силы ядерного сцепления.

Все вышесказанное имеет место в случае золотой мишени, однако данные эксперимента, в котором мишень была из алюминия ($Z_2 = 13$), согласуются хуже с предсказаниями теории. Гейгер и Марсен обнаружили это расхождение, в частности, при рассеянии α -частиц на очень большие углы.

Это расхождение объясняется тем, что прицельный параметр становится сравнимым по порядку величины с суммой радиуса потенциальной ямы ядерного потенциала взаимодействия (§ 4.6) и радиуса α -частицы. Оно явилось первым указанием на достижение пространственного разрешения, по порядку величины сравнимого с R . Здесь потенциал оказывается сильно отличающимся от электростатического потенциала, и предыдущие вычисления теряют силу.

1.6. Кинематика процессов неупругого рассеяния

Изучая свойства этих процессов, можно получить сведения о силах взаимодействия между частицами. Мы не будем рассматривать сам механизм появления этих сил и выведем здесь *кинематические* уравнения, справедливые в случае одной легкой нерелятивистской бомбардирующей частицы и конечной системы двух тел (когда образуются две частицы). Полученные результаты остаются справедливыми и при образовании более двух частиц (случай реакций деления).

Резерфорд наблюдал (в 1919 г.) первую двухчастичную реакцию. Он облучал азот α -частицами, образующимися при естественном распаде радиоактивных элементов:



Любая двухчастичная реакция может быть записана в виде



Сокращенно это записывается в виде $X(x, y)$, чему в случае реакции Резерфорда соответствует запись ${}^{14}_7\text{N}(\alpha, p)$. Если частица x — фотон, то реакция называется *фотоядерной*. Если частицей x является частица с отличной от нуля массой покоя, а частицей y — фотон, то такой процесс называется *радиационным захватом*; фотон

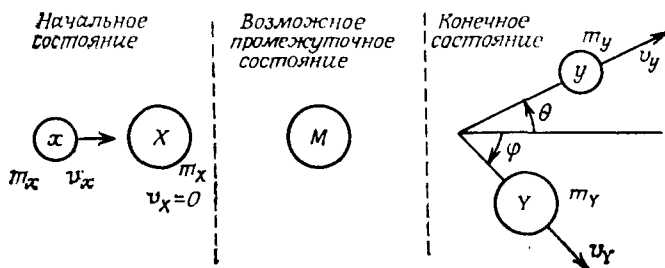


Рис. 1.12. Характеристики реакции $X(x, y)Y$ в лаб. системе.

испускается при снятии возбуждения образующегося ядра. Если же частица y идентична частице x , то мы имеем дело с *рассеянием*, упругим или неупругим.

На рис. 1.12 схематически изображен процесс неупругого взаимодействия в лаб. системе.

1.6.1. Закон сохранения электрического заряда

Заряд как квантовое число, характеризующее электромагнитное взаимодействие, не меняется в любых процессах такого взаимодействия. Его величина всегда остается постоянной (см. гл. 5, в которой рассматриваются законы сохранения, имеющие место в процессах взаимопревращений частиц).

1.6.2. Законы сохранения импульса и углового момента

В соответствии с рис. 1.12, пренебрегая скоростью частицы-мишени до взаимодействия (малой, поскольку она соответствует тепловому движению) и проецируя векторы скоростей на оси, направленные вдоль траектории и перпендикулярно ей, получаем

$$\begin{aligned} m_x v_x &= m_y v_y \cos \theta + m_Y v_Y \cos \varphi, \\ 0 &= m_y v_y \sin \theta - m_Y v_Y \sin \varphi. \end{aligned} \quad (1.40)$$

Кроме того, выполняется закон сохранения полного углового момента системы.

1.6.3. Закон сохранения энергии

Обозначив через T кинетические энергии частиц, получаем

$$T_x + m_x c^2 + m_X c^2 = T_y + m_y c^2 + T_Y + m_Y c^2.$$

Баланс энергии, определенный формулой (1.4), таков:

$$Q = T_y + T_Y - T_x = (m_x + m_X - m_y - m_Y) c^2. \quad (1.41)$$

При положительных значениях Q реакция называется экзотергической. Чаще всего величина Q меньше 20 МэВ. Реакции деления — исключение: здесь величина Q составляет около 200 МэВ (§ 11.4). Если $Q = 0$, то имеет место процесс упругого рассеяния, примеры которого мы уже встречали (рассеяние электронов и α -частиц).

Если величина Q отрицательна, то реакция называется эндотергической. Реакция происходит только при том условии, что энергия налетающей частицы превышает некий «порог реакции», который мы сейчас вычислим.

1.6.4. Порог эндотермической реакции

В лаб. системе кинетическая энергия центра масс частиц равна

$$T_{\text{ЦМ}} = (m_x + m_X) v_c^2,$$

где v_c вычисляется по формуле (1.5).

В системе ЦМ кинетическая энергия T'_0 двух сталкивающихся частиц до столкновения равна

$$T'_0 = T_x - T_{\text{ЦМ}} = \frac{m_x}{m_x + m_X} T_x.$$

Кинетическая энергия после взаимодействия в системе ЦМ есть

$$T'_0 + Q = \frac{m_x}{m_x + m_X} T_x + Q.$$

Реакция возможна, если сумма $T'_0 + Q > 0$, откуда получаем порог реакции:

$$T_x = \frac{Q(m_x + m_X)}{m_X}. \quad (1.42)$$

В качестве примера рассмотрим реакцию Резерфорда. В таблицах приводятся массы атомов (используемые ниже), однако это не скажется на их разности, так как полное число атомных электронов остается постоянным: $m_\alpha = 4,003860$ а. е. м., $m_N = 14,007525$ а. е. м., $m_p = 1,008142$ а. е. м., $m_0 = 17,0045074$ а. е. м. Находим баланс энергии: $Q = -0,001264$ а. е. м. = $-1,18$ МэВ. Эта реакция является эндотергической. Ее порог равен $1,49$ МэВ.

1.7. Релятивистские частицы, кинематика их взаимодействий

Уравнения, выведенные в предыдущем параграфе, оказываются неточными, когда кинетическая энергия T_x по порядку величины становится сравнимой с энергией покоя частицы $m_x c^2$; в случае электрона это наступает при кинетической энергии, равной долям мегэлектронвольта, так как $m_e c^2 = 0,511$ МэВ. В таких случаях необходимо пользоваться релятивистскими формулами, главные из которых мы собираемся получить.

Обозначим координаты точки в лаб. системе через (x, y, z, t) . Основными характеристиками частицы, движущейся со скоростью v и вследствие этого обладающей отличной от нуля кинетической энергией, являются величины

$$\beta = \frac{v}{c}, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

Рассмотрим систему отсчета, движущуюся равномерно и прямолинейно со скоростью V относительно выбранной лаб. системы; та же самая точка здесь характеризуется уже координатами (x', y', z', t') . Основными характеристиками в этой системе являются величины

$$\beta = \frac{V}{c}, \quad \Gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

1.7.1. Преобразования Лоренца

Для перехода от одной системы отсчета к другой преобразования Галилея больше уже непригодны; необходимо воспользоваться преобразованиями Лоренца.

Выберем начала систем отсчета совпадающими в начальные моменты времени, так что $x' = y' = z' = t' = 0$ при $x = y = z = t = 0$, и ориентируем их так, чтобы скорость V была направлена вдоль оси Ox . В этом случае преобразования Лоренца даются формулами

$$\begin{cases} x' = \frac{x - Vct}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \Gamma(x - Vct), \\ y' = y, \\ z' = z, \\ t' = \frac{t - \frac{Vx}{c}}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \Gamma\left(t - \frac{V}{c}x\right), \end{cases} \quad \begin{cases} x = \Gamma(x' + Vct'), \\ y = y', \\ z = z', \\ t = \Gamma\left(t' + \frac{V}{c}x'\right). \end{cases} \quad (1.43)$$

При скорости V , стремящейся к нулю ($V \ll c$), откуда следуют преобразования Галилея

$$\begin{cases} x' = x - Vt, \\ t' = t. \end{cases}$$

Пространство имеет четыре измерения, характеризуемые координатами x, y, z, t . Четвертая координата — чисто мнимая, с размерностью длины¹⁾. Условие инвариантности этого пространства имеет вид

$$x^2 + y^2 + z^2 - c^2 t^2 = x'^2 + y'^2 + z'^2 - c^2 t'^2. \quad (1.44)$$

Это не что иное, как квадрат модуля вектора в прямоугольной системе координат четырехмерного пространства.

¹⁾ Имеется в виду произведение ict , имеющее размерность длины и входящее в выражение для квадрата интервала (1.44). — Прим. перев.

1.7.2. Характеристики релятивистских частиц

а) *Время жизни*. Обозначим время жизни частицы по отношению к системе отсчета, связанной с частицей, через τ' ; это внутренняя характеристика частицы (см. приложение 3).

Скорость частицы относительно измерительных приборов¹⁾ есть $V = \text{Вс}$. Наблюдатель измеряет время жизни частицы по отношению к лаб. системе. Величины τ и τ' связаны между собой преобразованиями Лоренца:

$$\tau = \frac{\tau' + \frac{V}{c^2} x'}{\sqrt{1 - V^2}}.$$

Если частица находится в начале координат связанной с ней системы отсчета, то $x' = 0$ и мы получаем

$$\tau = \frac{\tau'}{\sqrt{1 - V^2}} = \Gamma \tau'. \quad (1.45)$$

Например, время жизни мюона равно $\tau' = 2,26 \cdot 10^{-6}$ с. Но при кинетической энергии, равной 1 ГэВ, измеренное время жизни равно $\tau = 2,3 \cdot 10^{-5}$ с.

б) *Масса*. Если m_0 — масса покоя частицы, то при скорости v масса частицы равна

$$m = \gamma m_0. \quad (1.46)$$

в) *Полная энергия* E для частицы, обладающей скоростью v . Пусть энергия покоя частицы равна $E_0 = m_0 c^2$. Согласно принципу инерции, имеем

$$E = m \frac{dv}{dt} = \frac{d}{dt} (mv).$$

При смещении на величину $dx = v/dt$ приращение полной энергии равно

$$dE = \frac{d}{dt} (mv) v dt = d(mc^2).$$

Отсюда

$$E = mc^2. \quad (1.47)$$

Закон сохранения энергии справедлив для *полной* энергии налетающей частицы.

¹⁾ Здесь, как и всюду в книге, предполагается, что измерительные приборы неподвижны в лаб. системе. — *Прим. перев.*

г) Кинетическая энергия T

$$T = E - E_0 = (m - m_0) c^2 = (\gamma - 1) E_0. \quad (1.48)$$

Говоря об энергии частиц, обычно указывают величину T ; например, протон с энергией 30 ГэВ обладает полной энергией $E = 30 + 0,938 = 30,938$ ГэВ.

д) Импульс частицы P . Определение, данное ранее (§ 1.3), остается справедливым:

$$\mathbf{p} = m \mathbf{v},$$

$$pc = m\beta c^2 = E\beta.$$

Мы можем выражение для β записать в виде

$$\beta = \left(1 - \frac{m_0^2 c^4}{E^2}\right)^{1/2}.$$

Таким образом, имеем

$$pc = E \left(1 - \frac{m_0^2 c^4}{E^2}\right)^{1/2} = (E^2 - m_0^2 c^4)^{1/2}.$$

Окончательно

$$p = \frac{(E^2 - m_0^2 c^4)^{1/2}}{c}. \quad (1.49)$$

Если величина m_0 пренебрежимо мала по сравнению с m , то можно написать

$$p = \frac{T}{c}, \quad m = \frac{T}{c^2} = \frac{p}{c}.$$

Импульс измеряется в единицах ГэВ/с; 1 ГэВ/с есть импульс частицы с пренебрежимо малой массой покоя, обладающей кинетической энергией 1 ГэВ.

е) *Инвариант специальной теории относительности*. Уравнение (1.49) показывает, что

$$E^2 - p^2 c^2 = m_0^2 c^4 = \text{const.}$$

Величина $E^2 - p^2 c^2$ является инвариантом: она одинакова в любой системе координат и называется четырехвектором (энергии-импульса). Условие инвариантности можно также записать в виде

$$\left(\frac{E}{m_0 c^2}\right)^2 - \left(\frac{p}{m_0 c}\right)^2 = 1.$$

В более общем случае двух частиц, характеризуемых величинами $(\mathbf{p}, E_p)$ и $(\mathbf{q}, E_q)$, инвариантом является величина

$$E_p E_q - c^2 \mathbf{p} \cdot \mathbf{q}. \quad (1.50)$$

Таблица 1.1. Кинетическая энергия T_c , соответствующая критерию $\gamma = 1,1$, взятому в качестве порога релятивистской области

Частица	T_c , МэВ
Фотон, нейтрино (?)	0
Электрон	0,051
Мюон	11
Тау-мезон	178
Пион	14
Каон	49
Нуклон	94
Дейтрон	188
Ядро гелия	373
Ядро углерода-12	1130

ж) Энергия, начиная с которой частицу следует считать релятивистской. Если мы условно будем считать началом релятивистской области кинетическую энергию частицы T_c , для которой $\gamma = 1,1$, то получим табл. 1.1. В § 1.6 мы считали величину m_x нерелятивистской характеристикой. Для нуклонов и более тяжелых частиц это остается справедливым до энергий ~ 50 МэВ.

1.7.3. Ускорители на встречных пучках (коллайдеры, или накопительные кольца)

Существуют два типа ускорителей частиц, разгоняющих их до самых высоких энергий. В синхротроне пучок частиц падает на неподвижную мишень. В коллайдерах же сталкиваются два пучка частиц, ускоренных в противоположных направлениях; столкновения происходят не столь часто, как в синхротроне, однако в этом случае можно достичь в системе ЦМ более высоких энергий.

а) Столкновение двух электронов

Ускоритель ускоряет электроны до энергии T_1 . Они падают на неподвижную мишень. Если пренебречь энергией покоя электрона $m_e c^2$ и использовать релятивистские формулы, то для соответствующей энергии T'_1 в системе ЦМ получим выражение

$$T'_1 = (2m_e c^2 T_1)^{1/2}.$$

Рассмотрим теперь коллайдер (ускоритель на встречных пучках), в котором каждый из электронных пучков обладает кинетической энергией T_2 . В данном случае система ЦМ совпадает с лаб. системой и соответствующая энергия T'_2 в системе ЦМ равна $T'_2 = 2T_2$.

Чтобы получить в обоих случаях одинаковую полную кинетическую энергию в системе ЦМ, должно выполняться равенство

$$T_1' = T_2'.$$

Следовательно,

$$(2m_e c^2 T_1)^{1/2} = 2T_2, \quad T_1 = 2 \frac{T_2^2}{m_e c^2}. \quad (1.51)$$

Энергия T_1 оказывается намного большей T_2 . Например, энергия $T_2 = 100$ ГэВ соответствует значению энергии $T_1 = 4 \cdot 10^7$ ГэВ! Все большие ускорители для электронов в настоящее время являются ускорителями на встречных пучках.

б) Столкновения двух нуклонов

В этом случае нельзя пренебречь энергией покоя, так как $m_p c^2 = 0,938$ ГэВ. Вычисления становятся несколько более сложными. Формула (1.51) в тех же самых обозначениях в последнем случае принимает вид

$$T_1 = 4T_2 + 2 \frac{T_2^2}{m_p c^2}. \quad (1.52)$$

Энергия $T_2 = 400$ ГэВ соответствует энергии $T_1 = 340\,000$ ГэВ! Выигрыш в случае встречных пучков значителен. Если 20 лет назад коллайдеры рассматривали как второстепенные по сравнению с синхротронами, то в настоящее время они вышли на первый план и позволили сделать многочисленные открытия. Однако в синхротроне регистрируемые события более многочисленны и более интенсивны, а потому ускорители с неподвижными мишенями пока еще нужны. Современные ускорители проектируются так, чтобы они могли работать в обоих режимах.

в) Светимость L ускорителя на встречных пучках

Светимостью ускорителя называется число столкновений, наблюдаемых в одной (или нескольких областях) взаимодействия встречных пучков за одну секунду в случае процесса, эффективное сечение которого равно единице. Пусть N_1 и N_2 — число частиц в пучках, f — частота обращения пучка (c^{-1}), k — число «сгустков» частиц в пучке, S — площадь поперечника области взаимодействия пучков. Тогда

$$L = \frac{N_1 N_2}{kS} f. \quad (1.53)$$

Если эффективное сечение взаимодействия обозначить через σ , то число взаимодействий в секунду будет равно

$$R = \sigma L.$$

Ускоритель со светимостью $L = 10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ обеспечивает одно столкновение в секунду при эффективном сечении $\sigma = 10^{-30} \text{ см}^2 = 1 \text{ мкб}$. Для увеличения светимости необходимо уменьшать площадь S поперечника области взаимодействия.

1.7.4. Главные ускорители

Стоимость ускорителей очень быстро растет с увеличением их энергии, а потому число сверхмощных ускорителей невелико.

а) Ускорители протонов и протонные коллайдеры

Синхрофазотрон на сверхвысокую энергию ЦЕРНа разгоняет протоны до энергий $\sim 450 \text{ ГэВ}$. Будучи преобразован в коллайдер ($p, \bar{p}$), он обеспечивает $2 \cdot 315 = 630 \text{ ГэВ}$ в системе ЦМ со светимостью $L = 10^{29} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Это позволило открыть промежуточные векторные бозоны $W^\pm$ и Z^0 , являющиеся носителями слабого взаимодействия.

Ускоритель Лаборатории им. Энрико Ферми (США) разгоняет протоны до энергий 1000 ГэВ . При использовании его в режиме ускорителя на встречных пучках можно получить 2000 ГэВ (в системе ЦМ со светимостью $L = 10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$). В Советском Союзе строится¹⁾ ускоритель протонов на 3000 ГэВ . В США подготовлен проект ускорителя на встречных пучках, позволяющего достичь энергий $2 \cdot 20 \text{ ТэВ}$ (в системе ЦМ); для проведения планируемых экспериментов необходима светимость $L = 2 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ при энергии 20 ТэВ (в системе ЦМ) и $L = 10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ при энергии 40 ТэВ (в системе ЦМ). Программа исследований предусматривает, в частности, поиски бозонов Хиггса (§ 2.9), скварков и глюино (§ 2.11).

Коллайдеры с встречными пучками протонов и антипротонов являются замечательным инструментом для исследования сильных взаимодействий, но они плохо подходят для изучения слабых взаимодействий, немногочисленные события которых сильно маскируются огромным фоном сильного взаимодействия. На встречных пучках ($p, \bar{p}$) было доказано существование $W^\pm$ - и Z^0 -бозонов, однако число событий оказалось очень малым (§ 2.6). Для изучения слабого взаимодействия элементарных частиц лучше всего электронные ускорители на встречных пучках, так как эти бомбардирующие частицы не участвуют в сильном взаимодействии.

¹⁾ На базе существующего ускорителя Института физики высоких энергий (г. Серпухов). — *Прим. перев.*

Таблица 1.2. Коллайдер LEP (e^- , e^+) в ЦЕРНе: периферия кольца 25,7 км; диаметр туннеля 3,76 м; восемь областей взаимодействия пучков; энергия инжектируемых частиц e^- и e^+ от 20 до 22 ГэВ

	Достиженные параметры (с классическими электромагнитами)	Ожидаемые параметры (с сверхпроводящими электромагнитами)
Энергия электронов в пучке при максимальной светимости, ГэВ	51,5	85 ^a
Энергия в системе ЦМ, ГэВ	103	170
Максимальный ток пучка, мА	3	10
Потери энергии на СИ за один оборот, МэВ	207	1450
Максимальная светимость, $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	10^{31}	$5 \cdot 10^{31}$

^a Предполагается, что после усовершенствования системы ускорения электронов удастся достичь энергии ~ 100 ГэВ.

б) Коллайдеры электронов и позитронов

Циклические ускорители. Ускоряемые электроны испускают интенсивное фотонное излучение (синхротронное излучение). Мощность излучения дается формулой

$$P = \frac{C_{\gamma} E^4}{2\pi R^2}, \quad (1.54)$$

где

$$C_{\gamma} = \frac{4\pi}{3} \frac{r_e}{(m_e c^2)^3}, \quad (1.55)$$

R — радиус траектории, E — энергия электрона, c — скорость света, r_e — классический радиус электрона, равный $2,810 \cdot 10^{-15}$ м (приложение 2), а m_e — масса электрона. Из формулы (1.55) следует, что $(C_{\gamma})_e = 8,85 \cdot 10^{-5}$ м·ГэВ⁻³.

При ускорении же протонов интенсивность излучения в 10^{13} раз меньше, поскольку $(C_{\gamma})_p = 7,79 \cdot 10^{-18}$ м·ГэВ⁻³.

Самый мощный циклический ускоритель — LEP в ЦЕРНе (табл. 1.2). На нем наблюдались многочисленные события образования бозонов Z^0 ; позже на нем наблюдались также и бозоны $W^{\pm}$. Пучок ускоряемых электронов разделен на «сверхплоские» сгустки длиной 5 см, имеющие в сечении ширину 3 мм и высоту лишь несколько микрометров. Для уменьшения синхротронного излучения периметр LEP увеличен более чем до 26 км.

Линейные ускорители. Коллайдер Станфордского центра линейных ускорителей (шт. Калифорния, США) является линейным. В нем отсутствует синхротронное излучение, и в настоящее время

это единственный ускоритель, позволяющий получать электроны с энергией свыше 100 ГэВ при светимости $L = 6 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$; при этом возможно получение $3 \cdot 10^8$ Z^0 -бозонов в год. В линейных ускорителях имеется только одна область взаимодействий сталкивающихся частиц, и поэтому площадь S ее поперечника должна быть исключительно малой (диаметром порядка ~ 1 мкм).

в) *Комбинированные коллайдеры*

Электронный синхротрон ДЭЗИ (Гамбург, ФРГ) в варианте HERA позволяет осуществлять анализ высокоэнергетических реакций при взаимодействии встречных электронных (35 ГэВ) и протонных (900 ГэВ) пучков с полной энергией в системе ЦМ, равной 350 ГэВ. На этом ускорителе предполагается проводить эксперименты по поиску скварков и слептонов, предсказываемых теорией суперсимметрии (§ 2.11).

Туннель ускорителя LEP дает возможность проводить эксперименты на встречных пучках $p-p$ и $e-p$, что позволит достичь энергии 20 ТэВ в системе ЦМ. Такая модификация ускорителя предусматривается без очень больших дополнительных затрат.

Современные ускорители — огромные и очень дорогие сооружения. Возможно, что они соответствуют лишь некой «ступени» в исследованиях частиц и далее не понадобятся: некоторые теории приводят к выводу об отсутствии элементарных частиц с массами от 1000 до 10^{14} — 10^{15} ГэВ/ c^2 , что соответствует массе калибровочных X - и Y -бозонов (см. § 2.10). Но предстоит еще проверить правильность такого вывода.

Частицы и взаимодействия (общий обзор)

Существуют разные способы классификации частиц. Мы рассмотрим их вкратце. Самый простой из них — по массе частиц — выявляет наличие составных систем, или адронов, и фундаментальных частиц — лептонов и кварков.

Четыре типа взаимодействий между частицами реализуются путем обмена квантами, которые в случае спонтанного нарушения симметрии являются массивными, причем взаимодействие между нуклонами есть вторичное проявление сильного взаимодействия внутри нуклонов. Электромагнитное и слабое взаимодействия — это два проявления единого взаимодействия, называемого электрослабым. Гравитация создает трудности на пути дальнейшего объединения всех взаимодействий, однако теории суперсимметрии позволяют включить и ее, достигая полного объединения при экстремально больших энергиях.

2.1. Частицы, классификация по времени жизни

2.1.1. Время жизни от 10^{-23} до 10^{-20} с

Распад таких частиц обусловлен сильным взаимодействием. В конце некой последовательности распадов образуется частица, которая распадается уже за счет слабого взаимодействия (§ 2.1.3); ее время жизни намного больше. Первоначально образовавшиеся частицы являются возбужденными состояниями этой частицы с большим временем жизни и называются *резонансами*.

В соответствии с принципом неопределенности время жизни резонанса есть

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma}. \quad (2.1)$$

Здесь Γ — ширина резонанса (возбужденного уровня), т. е. ширина (на полувысоте) пика резонанса. Всякое возбужденное состояние описывается волновой функцией, которая убывает со временем по закону

$$|\Psi(t)|^2 = |\Psi(0)|^2 e^{-\frac{\Gamma}{\hbar} t}.$$

Здесь время жизни τ дается формулой (2.1),

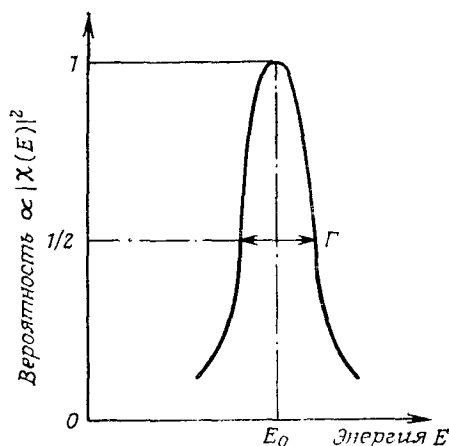


Рис. 2.1. Распределение возможных состояний вокруг среднего значения E_0 , согласно формуле (2.2).

В энергетическом представлении в системе ЦМ состояние частицы описывается фурье-образом

$$\chi(E) = \int \Psi(t) e^{i \frac{E}{\hbar} t} dt = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{(E - E_0) + i \frac{\Gamma}{2}},$$

где E_0 — энергия массы покоя этого состояния. Для экспериментатора скорость распада возбужденного состояния имеет вид

$$|\chi(E)|^2 = \frac{A}{4\pi^2 \left[(E - E_0)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2} \right)^2 \right]}. \quad (2.2)$$

Это — резонанс Брейта — Вигнера (§ 9.4). Вероятность того, что масса покоя резонанса будет соответствовать энергии покоя E , пропорциональна величине $|\chi(E)|^2$. На рис. 2.1 представлена соответствующая кривая распределения энергии. Максимум распределения приходится на энергию E_0 ; соответствующая масса покоя есть средняя масса этого резонанса. Величина Γ есть ширина кривой (на половине высоты) максимума (§ 9.4.2, рис. 9.10).

2.1.2. Время жизни $\sim 10^{-16}$ с

Распад таких частиц обусловлен электромагнитным взаимодействием. В качестве примера можно привести распад π^0 -мезона (приложение 2):

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma.$$

2.1.3. Время жизни $\sim 10^{-13}$ с и более

За распад таких частиц ответственно слабое взаимодействие. Их времена жизни самые продолжительные; они «стабильны» с точки зрения сильного взаимодействия. В приложении 2 приводятся их основные характеристики.

2.2. Частицы и античастицы

Дирак впервые (в 1927 г.) ввел понятие антиматерии. В специальной теории относительности энергия E электрона с массой покоя m_e связана с его импульсом соотношением (1.49):

$$E^2 = p^2 c^2 + m_e^2 c^4. \quad (2.3)$$

Отсюда для энергии получаем выражение вида

$$E = \pm (p^2 c^2 + m_e^2 c^4)^{1/2}. \quad (2.4)$$

В классической механике отбрасывается отрицательный корень квадратного уравнения. Дирак же показал, что отрицательный корень имеет смысл в квантовой механике. Для электрона возможны следующие уровни энергии:

$$\begin{cases} m_e c^2 \leq E < +\infty, \\ -\infty < E \leq -m_e c^2. \end{cases}$$

Все отрицательные уровни энергии, совместимые с принципом неопределенности, *заполнены*, но ненаблюдаемы! Они образуют «море» уровней, отвечающих «вакууму». Поскольку все отрицательные уровни энергии заполнены, в силу принципа Паули невозможен переход электрона из состояния с положительной энергией в состояние с отрицательной энергией, и наоборот.

Если фотон с энергией кванта $h\nu$, такой, что $h\nu > 2m_e c^2$, проникнет в вакуум, то он способен перевести электрон из отрицательного энергетического моря в состояние с положительной энергией: электрон становится наблюдаемым (рис. 2.2). В отрицательном энергетическом море образуется электронная «дырка». Вследствие того что электрический заряд сохраняется, дырка ведет себя как положительно заряженная частица: это антиэлектрон, или *позитрон*.

Таким образом, фотон превращается в пару (e^- , e^+); отсутствие в отрицательном энергетическом море электрона e^- проявляется как присутствие антиэлектрона с зарядом e^+ и с положительной энергией E .

Паули и Вайскопф показали, что принцип симметрии частица — античастица применим ко всем элементарным частицам без исключения, как к бозонам, так и к фермионам (§ 2.3).

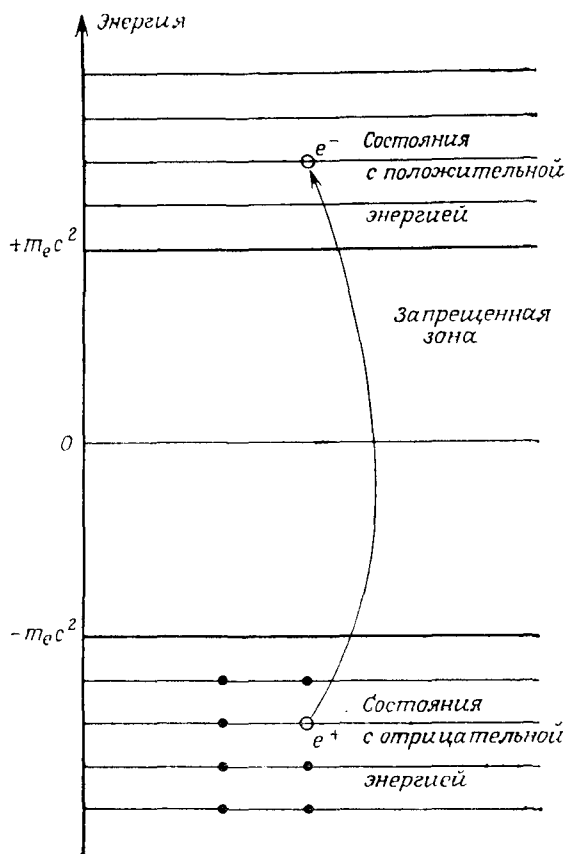


Рис. 2.2. Возможные уровни энергии электрона. В вакууме все уровни отрицательной энергии заняты, но их невозможно наблюдать. Для каждого уровня имеются два подуровня, отвечающие двум разным направлениям спина.

Эксперимент быстро подтвердил гипотезу Дирака: в 1932 г. Андерсон открыл позитроны в космическом излучении; на беватроне лаборатории в Беркли в 1955 г. был открыт антипротон, а в 1956 г. — антинейтрон. Каждой частице соответствует античастица, и этот закон не знает исключений, кроме случая двух частиц — фотона и π^0 -мезона, которые сами одновременно являются и античастицами.

В результате явления, обратного «рождению» пары, взаимодействие частицы со своей античастицей приводит к их «уничтожению» (аннигиляции): энергия их массы покоя переходит в электромагнитную энергию фотонов (чаще всего двух).

2.3. Частицы, классификация по их свойствам симметрии; квантовое число четности

В фиксированный момент времени частица полностью определяется заданием в каждой точке пространства ее волновой функции $\Psi(x, y, z)$ или $\Psi(\mathbf{r})$, где x, y, z — координаты точки, а $\mathbf{r}$ — радиус-вектор точки; величина $|\Psi|^2$ есть плотность вероятности обнаружить частицу в этой точке пространства.

Система n частиц полностью определяется заданием волновой функции $\Psi_{m_1, m_2, \dots, m_n}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_n)$, где $\mathbf{r}_i$ — радиус-вектор i -й частицы; $m_1, m_2, \dots, m_n$ — проекции спинов частиц. Меняя местами две частицы, например первую и вторую, получаем

$$\Psi_{m_1, m_2, \dots, m_n}(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_n) = P_{12} \Psi_{m_1, m_2, \dots, m_n}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_n), \quad (2.5)$$

где $P_{12}^2 = 1$, т. е. $P_{12} = \pm 1$. Если $P_{12} = 1$, то волновая функция симметрична относительно перестановки частиц; если же $P_{12} = -1$, то волновая функция антисимметрична. Было показано, что частица определенного сорта обладает либо первым, либо вторым свойством симметрии. Свойствами частиц по отношению к такой перестановке определяются свойства физических систем, которые они образуют.

2.3.1. Фермионы

Если волновая функция системы частиц антисимметрична по отношению к перестановке двух частиц, т. е.

$$\Psi_{m_1, m_2, \dots, m_n}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_n) = -\Psi_{m_1, m_2, \dots, m_n}(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_n), \quad (2.6)$$

то такие частицы подчиняются статистике Ферми—Дирака. Они называются *фермионами*.

Известно, что волновая функция системы двух частиц, находящихся в состояниях $\Psi^{(1)}$ и $\Psi^{(2)}$, равна их произведению $\Psi^{(1)}\Psi^{(2)}$.

В случае двух фермионов это произведение антисимметрично относительно перестановки частиц:

$$\Psi_{m_1, m_2}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \Psi_{m_1}^{(1)}(\mathbf{r}_1) \Psi_{m_2}^{(2)}(\mathbf{r}_2) - \Psi_{m_2}^{(1)}(\mathbf{r}_2) \Psi_{m_1}^{(2)}(\mathbf{r}_1).$$

Если $\Psi^{(1)}$ и $\Psi^{(2)}$ совпадают, т. е. мы имеем две частицы, находящиеся в одном и том же состоянии, то волновая функция $\Psi_{m_1, m_2}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ равна нулю. В таком свойстве системы двух фермионов находит выражение принцип Паули, согласно которому в одной и той же физической системе два фермиона не могут находиться в одинаковых физических состояниях. Этим принципом определяется

структура Вселенной, поскольку им обусловлено строение атомов и ядер. Если бы этот принцип не реализовался в природе, структура Вселенной была бы совершенно другой.

В релятивистской квантовой механике показывается, что статистические законы, которым подчиняются частицы, полностью определяются величиной их спина (§ 1.3). Фермионы образуют группу частиц со спином, равным произведению нечетного числа на $1/2$: $1/2$, $3/2$, $5/2$ и т. д. К ним относятся электроны, нуклоны, ядра с нечетным числом нуклонов.

2.3.2. Бозоны

Если волновая функция системы частиц симметрична по отношению к перестановке двух частиц, т. е.

$$\Psi_{m_1, m_2, \dots, m_n}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_n) = \Psi_{m_1, m_2, \dots, m_n}(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_n), \quad (2.7)$$

то такие частицы подчиняются статистике Бозе — Эйнштейна и называются *бозонами*.

Волновая функция системы двух бозонов симметрична по отношению к перестановке частиц:

$$\Psi_{m_1, m_2}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \Psi_{m_1}^{(1)}(\mathbf{r}_1) \Psi_{m_2}^{(2)}(\mathbf{r}_2) + \Psi_{m_2}^{(1)}(\mathbf{r}_1) \Psi_{m_1}^{(2)}(\mathbf{r}_2).$$

Когда два бозона находятся в одном и том же состоянии, волновая функция не равна нулю и, следовательно, в одном состоянии может находиться произвольное число частиц. *Принцип Паули к бозонам неприменим.*

В релятивистской квантовой механике показывается, что бозонами являются частицы с целым спином и со спином, равным нулю. К таким частицам относятся фотоны, мезоны, ядра с четным числом нуклонов.

2.3.3. Четность состояний частицы и системы частиц

Рассмотрим *одну частицу*, описываемую волновой функцией $\Psi(x, y, z)$. Произведем инверсию пространства, преобразующую координаты частицы в $-x$, $-y$, $-z$. Получим

$$\Psi(x, y, z) = P\Psi(-x, -y, -z). \quad (2.8)$$

Величина P есть оператор четности, соответствующий этой инверсии пространства. Если $P = 1$, то волновая функция является четной, если же $P = -1$, то волновая функция нечетна. Каждой частице приписывается ее *внутренняя четность*, которая является фундаментальным квантовым числом, характеризующим ее свойства симметрии.

Рассмотрим теперь *систему частиц*. Если состояние системы является четным, то мы имеем

$$P_1 P_2 \dots P_n \Psi(-\mathbf{r}_1, -\mathbf{r}_2, \dots, -\mathbf{r}_n) = \Psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_n).$$

Если же состояние системы нечетно, то

$$P_1 P_2 \dots P_n \Psi(-\mathbf{r}_1, -\mathbf{r}_2, \dots, -\mathbf{r}_n) = -\Psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_n).$$

Эти уравнения позволяют определить четность системы частиц по известным четностям ее составных элементов. Они приводят к следующим выводам:

а) полная четность одной частицы с внутренней четностью P равна $P(-1)^l$, где l — орбитальное квантовое число (§ 4.5.3);

б) полная четность системы частиц с четностями P_1 и P_2 и с орбитальным числом l равна $P_1 P_2 (-1)^l$.

а) Внутренняя четность частиц

Принимают, что *внутренняя четность нейтрона, протона и электрона равна +1*. Совокупность всех свойств этих частиц подтверждает справедливость такого определения.

Четность других частиц определяется из их свойств. В качестве примера рассмотрим фотон. Его квантовое число внутреннего углового момента равно $J = +1$. Инверсия координат обращает вектор импульса фотона; следовательно, он является полярным вектором. Таким образом, фотон является векторной частицей и его внутренняя четность равна -1 (нечетная частица). В символической записи J^P фотон можно записать в виде 1^- . В противоположность этому частица 1^+ является псевдовекторной (так же как псевдовектор углового момента, см. рис. 1.4). Аналогично частицы 0^+ и 0^- являются скалярной и псевдоскалярной (см. приложение 3).

б) Орбитальная четность ядер

В соответствии с вышеизложенным нуклоны в ядре несут орбитальные квантовые числа $l_1, l_2, \dots, l_n$. Обладая внутренней четностью $+1$, они имеют еще и орбитальную четность $(-1)^{l_1+l_2+\dots+l_n}$. Вычисляемая таким образом орбитальная четность воспроизводит лишь часть свойств полной четности; другая ее часть связана с внутренней четностью нуклонов.

При переходах системы из одного состояния в другое четность сохраняется, если эти переходы обусловлены электромагнитным взаимодействием; это мы имеем в атомной физике. Точно так же обстоит дело и в случае сильного взаимодействия: четность сохраняется во всех взаимодействиях, в которых участвуют кварки или системы кварков. В противоположность этому слабое взаимодействие не сохраняет четность (§ 4.7).

Таблица 2.1. Элементарные частицы и их квантовые числа. Античастицы не указаны. Их квантовые числа противоположны квантовым числам соответствующих частиц

Лептоны	Масса	Спин	Q (1)	Кварки	Масса, ГэВ/ c^2	Спин	B	Q (1)	I	I_3	S	C	b	t
1-е поколение:														
Электрон (e)	0,000511 ГэВ/ c^2	$\frac{1}{2}$	-1	d	0,39	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	0	0	0
Нейтрино (ν_e)	<45 эВ/ c^2 или нуль	$\frac{1}{2}$	0	u	0,39	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$+\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	0	0	0	0
2-е поколение:														
Мюон (μ)	0,106 ГэВ/ c^2	$\frac{1}{2}$	-1	s	0,51	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0	0	-1	0	0	0
Нейтрино (ν_μ)	<500 эВ/ c^2 или нуль	$\frac{1}{2}$	0	c	1,6	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$+\frac{2}{3}$	0	0	0	+1	0	0
3-е поколение:														
τ -лептон (τ)	1,784 ГэВ/ c^2	$\frac{1}{2}$	-1	b	4,8	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0	0	0	0	-1	0
Нейтрино (ν_τ)	<80 МэВ/ c^2 или нуль	$\frac{1}{2}$	0	t	40 (?)	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$+\frac{2}{3}$	0	0	0	0	0	+1

Заряды частиц приведены в единицах заряда протона, который принят равным +1.

Квантовые числа калибровочных бозонов

Название бозона	Масса, ГэВ/ c^2	S	Q	Цветовой заряд
Электрослабое взаимодействие				
Фотон (γ)	(<6 · 10 ⁻²⁵) ¹⁾	1	0	—
W^+ -бозон (W^+)	80,7 ^{+4,5} _{-3,8}	1	+1	—
W^- -бозон (W^-)		1	-1	—
Z^0 -бозон (Z^0)	95,2 ± 2,5	1	0	—
Сильное взаимодействие				
Глюон (g)	0	1	0	8 состояний
Гравитационное взаимодействие				
Гравитон	0	2 (?)	0	—

¹⁾ Наилучшая верхняя граница, полученная к настоящему времени. Все эксперименты дают значение массы фотона, совместное с нулем.

2.4. Частицы, классификация по массам (приложение 3)

Из этой простейшей классификации можно извлечь важные следствия. Располагая частицы в порядке возрастания их масс, получаем:

а) *Фотон* ($S = 1$), являющийся безмассовым векторным бозоном ($P = -1$). Сюда можно добавить гипотетический гравитон ($S = 2$), квант гравитационного взаимодействия.

б) *Лептоны* (от греческого слова *leptos*, или легкий), являющиеся фермионами и не участвующие в сильном взаимодействии, которое имеет место между кварками и системами из кварков. Возможно, что нейтрино имеют конечную массу покоя, но если это и так, то она чрезвычайно мала.

Лептонам приписывается *лептонный заряд* (или *лептонное число*) L , равный $+1$ для лептонов, -1 для антилептонов и 0 для всех остальных частиц. Каждый лептон и соответствующее ему нейтрино образуют «поколение» лептонов, являющееся выражением тонкой структуры всего семейства лептонов. Каждому поколению приписывается соответствующий лептонный заряд (или лептонное число). Известно три поколения лептонов. Самый тяжелый лептон имеет массу покоя около $1,7 \text{ ГэВ}/c^2$. Возможно, что существует четвертое поколение, однако экспериментальные данные указывают на отсутствие лептонов с массами покоя между $1,7$ и $20 \text{ ГэВ}/c^2$. На установке LEP исследуется энергетическая область до $100 \text{ ГэВ}/c^2$.

При достигнутом пространственном разрешении эти частицы представляются точечными объектами.

в) *Адроны* (от греческого слова *hadros*, или сильный) участвуют в сильном взаимодействии, впрочем, как и во всех трех остальных. Это составные частицы, образованные из нескольких кварков, представляющихся нам точечными объектами.

Составные системы «кварк — антикварк» являются мезонами (от греческого слова *mesos*, или посредник, вследствие их роли, которую они играют в ядерном взаимодействии). Мезоны являются бозонами; π -, K - и η -мезоны распадаются в результате слабого взаимодействия; другие мезоны являются резонансами.

Системы из трех кварков являются *барионами* (от греческого слова *baryos*, или тяжелый). Нуклон — самый легкий из всех барионов. Гипероны (Λ^0 , Σ , Ξ и Ω) тяжелее нуклона и распадаются в результате слабого взаимодействия. Существует большое число барионных резонансов. Для этих частиц вводится *барионный заряд* (или *барионное число*), равный $+1$ для барионов, -1 для антибарионов и 0 для всех остальных частиц.

2.5. Фундаментальные частицы (табл. 2.1)

Все семейство элементарных частиц строится из пяти калибровочных бозонов, шести лептонов и шести кварков, сгруппированных в три поколения. Каждый кварк бывает трех возможных цветов (§ 5.2); t -кварк (верхний, или правдивый) активно ищется в эксперименте, и получены некоторые указания на его существование. Для определения масс кварков можно исходить из масс составных частиц, которые они образуют. Если мы будем считать, что частицы в мультиплетах (табл. 5.2) имеют массы, равные сумме масс кварков, то мы получим $m_u = m_d = 0,39$ ГэВ, $m_s = 0,51$ ГэВ, $m_c = 1,6$ ГэВ.

Можно получить другим способом значения этих масс, рассматривая магнитные моменты барионов. Так, например, из значений магнитных моментов протона и Λ -гиперона (приложение 3.2) следует, что

$$\mu_u = \frac{2}{3} \mu_p = \frac{2}{3} (2,79) \frac{e\hbar}{2m_p c}.$$

В соответствии с формулой (4.3) имеем

$$m_u = (m_p/2,79) = 0,34 \text{ ГэВ}.$$

Аналогично

$$\begin{aligned} \mu_s &= \mu_\Lambda = -0,61 \frac{e\hbar}{2m_p c}, \\ m_s &= 0,51 \text{ ГэВ}. \end{aligned}$$

2.6. Взаимодействия и их кванты

Взаимодействующие системы обмениваются энергией, причем энергия переносится частицами или *квантами*. Если частица, с помощью которой осуществляется обмен энергией, имеет массу покоя m и движется со скоростью, близкой к скорости света c , то передаваемая энергия ΔE связана с временем взаимодействия Δt соотношением неопределенностей:

$$\Delta E \Delta t = (mc^2) (\Delta r/c) = \hbar.$$

Тогда радиус действия Δr взаимодействия будет по порядку величины равен

$$\Delta r = \frac{\hbar}{mc}. \quad (2.9)$$

Спин переносчика взаимодействия имеет важное значение: если его спин четный или равен нулю, то две одинаковые частицы взаимно притягиваются. Если же спин нечетный, то две одинаковые частицы взаимно отталкиваются.

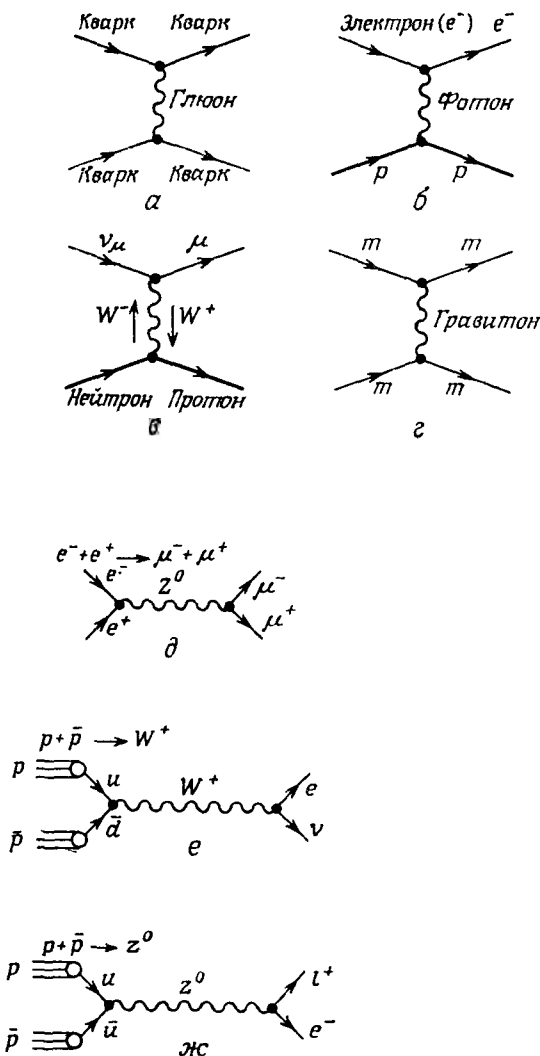


Рис. 2.3. Диаграммы Фейнмана для четырех взаимодействий.

Процесс взаимодействия наглядно представляется диаграммой Фейнмана: частицы связаны квантом (волнистая линия), с помощью которого осуществляется обмен; из двух точек, где сходятся прямые линии, исходят частицы, образующиеся в результате взаимодействия. В каждой такой «вершине» испускается или поглощается квант; стрелки указывают направление взаимодействия (рис.2.3).

2.6.1. Электромагнитное взаимодействие, фотон (рис. 2.3, б)

Фотон, которым обмениваются частицы при электромагнитном взаимодействии, не несет заряда, т. е. это взаимодействие осуществляется за счет *нейтрального тока*. Два электрона, взаимно отталкивающиеся по закону Кулона, обмениваются фотонами, однако эти фотоны нельзя наблюдать — они являются *виртуальными*. В самом деле, согласно принципу неопределенности, для того чтобы обменная частица была наблюдаема, должно выполняться условие

$$\Delta E \Delta t \gtrsim \hbar.$$

Если же взаимодействие таково, что $\Delta E \Delta t < \hbar$, то частица, посредством которой осуществляется обмен, ненаблюдаема: она является виртуальной. Такое взаимодействие нарушает закон сохранения энергии и импульса, *но нарушение ненаблюдаемо*. Это имеет место всякий раз, когда электрон испускает или поглощает виртуальный фотон. Масса фотона равна нулю, и уравнение (2.9) показывает, что радиус действия электромагнитного взаимодействия равен бесконечности.

2.6.2. Сильное взаимодействие, глюон (рис. 2.3, а)

Внутри адронов кварки обмениваются *глюонами*, безмассовыми частицами, спин которых равен единице. Внутри адронов формула (2.9) неприменима. Мы увидим далее, что кварки «заперты» внутри адронов; они не существуют в свободном состоянии.

2.6.3. Слабое взаимодействие, промежуточный векторный бозон (рис. 2.3, в — ж)

В случае слабого взаимодействия, осуществляемого заряженным током, происходит обмен W -бозоном; в случае же слабого взаимодействия, обусловленного нейтральным током, происходит обмен Z -бозоном. Эти бозоны имеют спин, равный единице, отрицательную четность и массы, близкие к $90 \text{ ГэВ}/c^2$. Формула (2.9) дает очень малый радиус взаимодействия, порядка 10^{-3} фм . Долгое время проводились безуспешные поиски этих бозонов, поскольку не знали величин их масс. После 1970 г. теоретики вычислили эти массы, и в конце 1982 г. они были экспериментально обнаружены в ЦЕРНе, когда стало возможным получить энергию в системе ЦМ, превышающую их массу покоя.

2.6.4. Гравитационное взаимодействие, гравитон (рис. 2.3, г)

Предполагается, что физические системы обмениваются гравитонами, т. е. безмассовыми бозонами со спином, вероятно равным двум, поскольку гравитационные силы всегда являются силами притяжения. Энергия, переносимая одним гравитоном, чрезвычайно мала. При нынешнем состоянии наших знаний невозможно обнаружить гравитон, поскольку измеряемый эффект всегда маскируется электромагнитным воздействием на систему. В природе должны существовать также и гравитационные волны, предсказанные Эйнштейном в 1916 г. Имеются определенные указания на их существование.

2.7. Силы ядерного притяжения

В 1935 г. Юкава объяснил основные свойства ядерных сил, предположив, что нуклоны обмениваются безмассовыми виртуальными частицами. Радиус их действия по порядку величины равен 1 фм, и из уравнения (2.9) следует, что масса виртуальной частицы должна быть примерно в 100 раз больше массы покоя электрона. Этими частицами являются π -мезоны (пионы), экспериментально открытые в космическом излучении в 1947 г. В каждой вершине диаграмм, изображенных на рис. 2.4, электрический заряд должен сохраняться. Вследствие этого (n, n) -взаимодействие и (p, p) -взаимодействие должны осуществляться посредством обмена нейтральным пионом (диаграмма а), тогда как (n, p) -взаимодействие может обеспечиваться за счет обмена как нейтральным (диаграмма б), так и заряженным (диаграмма в) пионом.

Пионный обмен фиксирует на больших расстояниях асимптотическую форму пространственной части потенциала взаимодействия

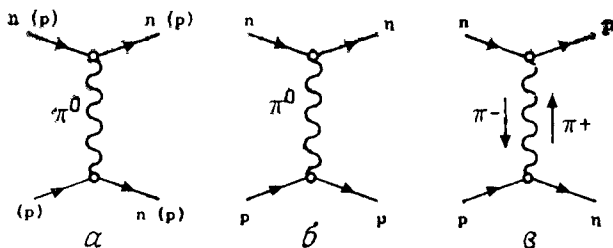


Рис. 2.4. Диаграммы Фейнмана, показывающие возникновение силы ядерного притяжения вследствие обмена виртуальным пионом (представляется волнистой линией). а — взаимодействие (n, n) и (p, p) ; б и в — взаимодействие (n, p) .

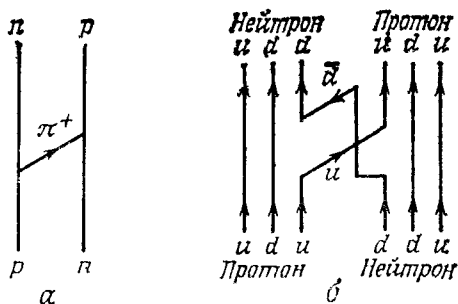


Рис. 2.5. Сила ядерного притяжения, представленная как результат: а — обмена пионом (соответствует диаграмме рис. 2.4, в); б — обмена системой $u\bar{d}$.

(рис. 1.2). Обмен более тяжелыми K - и η -мезонами со спином, равным нулю (как и у пиона), объясняет форму потенциала (всегда притягивающего) на несколько меньших расстояниях.

На расстояниях, меньших 0,2 фм, потенциал становится отталкивающим. Такое поведение потенциала объясняется тем, что происходит обмен мезонными резонансами ρ (с массой 770 МэВ/ c^2) и ω (с массой 785 МэВ/ c^2), спин которых равен единице. При значении массы 785 МэВ/ c^2 формула (2.9) дает радиус взаимодействия, равный 0,25 фм.

Протон — это связанная система кварков (u, u, d), а нейтрон — связанная система (u, d, d)-кварков. Обмен пионом (рис. 2.5) на самом деле является одновременным обменом системой ($u, \bar{d}$)-кварков, которые в свою очередь обмениваются глюонами. Таким образом, теория мезонного обмена включается в кварковую модель.

2.8. Взаимодействия и их интенсивности (табл. 2.2)

2.8.1. Электромагнитное взаимодействие

В качестве примера рассмотрим два электрона, которые взаимно отталкиваются. Если расстояние между ними равно $(\hbar/4\pi\epsilon_0)m_e c^1$, то потенциальная энергия взаимного отталкивания равна $e^2/(\hbar/m_e c)$. Сравним эту энергию с энергией покоя электрона и найдем их отношение:

$$\alpha = \frac{e^2 (m_e c)}{\hbar (m_e c^2)} = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}. \quad (2.10)$$

¹⁾ Этой единицей длины в «естественной» системе единиц часто пользуются в физике частиц, чтобы избавиться в формулах от величин $\hbar$, e и c .

Таблица 2.2. Основные свойства взаимодействий

Взаимодействие	Отношение $\frac{\alpha}{\alpha_F}$	Радиус действия, фм	Участвующие частицы	Квант (калибровочный бозон)	Масса кванта, ГэВ/ c^2	Время жизни участвующих частиц, с	Порядок величины сечения ¹⁾ , мб
Сильное	1 ²⁾	$\frac{\hbar}{m_{\pi}c} = 1 \text{ фм}^2$	Кварки, нуклоны	Глюон Пион ³⁾	0	$10^{-23} - 10^{-20}$	10
Электромагнитное	$\frac{\alpha}{\alpha_F} = 10^{-2}$	∞	Заряженные частицы	Фотоны	0	10^{-16}	10^{-3}
Слабое	$\frac{\alpha_W}{\alpha_F} = 10^{-6}$	$\frac{\hbar}{M_W c} = 10^{-3} \text{ фм}$	Все частицы	$W^{\pm}$ Z^0	81 95	$> 10^{-12}$	10^{-11}
Гравитация	$\frac{\alpha_G}{\alpha_F} = 10^{-20}$	∞	Частицы с массой покоя $\neq 0$	Гравитоны	0		

1) См. также рис. 1.6.

2) На расстояниях, меньших размера нуклона (рис. 2.7).

3) Сила ядерного притяжения есть проявление сильного взаимодействия внутри ядер.

Параметр α одинаков в любой системе единиц, поскольку является безразмерной величиной. Величина α — универсальная константа; впервые она была введена при изучении оптических спектров излучения атомов. По этой причине ее называли *постоянной тонкой структуры* (приложение 2).

Константа α может быть введена в формулы для эффективных сечений кулоновского рассеяния электронов ядрами точно так же, как это было сделано в случае α -частиц [формула (1.38)]. Эффектив-

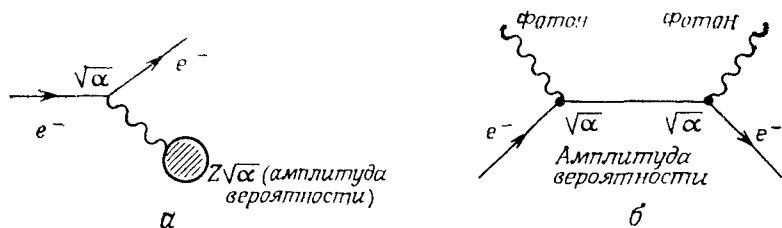


Рис. 2.6. Диаграммы Фейнмана двух электромагнитных процессов. *а* — рассеяние электронов на ядре с зарядом Ze (вероятность пропорциональна $Z^2\alpha^2$); *б* — томсоновское рассеяние фотонов на электроне (вероятность пропорциональна α^2).

ное дифференциальное сечение рассеяния электронов с кинетической энергией T на ядре с зарядом Z_2 равно

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \frac{Z_2^2 \alpha^2}{T^2} \frac{1}{\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)}. \quad (2.11)$$

Эта формула характеризует интенсивность взаимодействия. В теории показывается, что при обмене виртуальными фотонами *вероятность испускания или поглощения одного виртуального фотона частицей с зарядом Ze равна $Z\alpha$* . Каждому акту испускания или поглощения фотона соответствует множитель $\sqrt{\alpha}$, который называется *амплитудой вероятности*.

В качестве примера рассмотрим кулоновское рассеяние электрона на ядре с зарядом Z (рис. 2.6, *а*). Вероятность взаимодействия равна

$$\left[\underset{\text{Испускание}}{(Z \sqrt{\alpha}) \sqrt{\alpha}} \right] \left[\underset{\text{Поглощение}}{\sqrt{\alpha} (Z \sqrt{\alpha})} \right] = Z^2 \alpha^2$$

в полном соответствии с формулой (2.11).

Рассмотрим теперь томсоновское рассеяние, т. е. рассеяние фотонов с достаточно большой длиной волны на электроне (рис. 2.6, *б*). Эффективное сечение пропорционально величине

$$\left(\underset{\text{Испускание}}{\sqrt{\alpha} \sqrt{\alpha}} \right) \left(\underset{\text{Поглощение}}{\sqrt{\alpha} \sqrt{\alpha}} \right) = \alpha^2.$$

Оно дается формулой

$$\sigma = \frac{8\pi}{3} r_e^2,$$

где

$$r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}$$

есть классический радиус электрона. Это не что иное, как кажущийся радиус электрона, «видимый» анализатором пучка фотонов. Предыдущую формулу можно записать в виде

$$\sigma \sim \alpha^2 (4\pi r_e^2). \quad (2.12)$$

В случае томсоновского рассеяния на протоне аналогичным образом получаем

$$\sigma \sim \alpha^2 (4\pi r_p^2), \quad (2.13)$$

где r_p — радиус протона, «видимый» анализатором фотонов.

Итак, электромагнитное взаимодействие характеризуется константой α , которая *представляет собой вероятность испускания или поглощения одного фотона частицей с зарядом $\pm e$* .

2.8.2. Сильное взаимодействие

Аналогично тому, что было раньше, рассмотрим рассеяние пионов на протонах. Эффективное сечение рассеяния также имеет вид

$$\sigma \sim \alpha_H^2 (4\pi r_p^2). \quad (2.14)$$

Здесь константа α_H есть вероятность испускания или поглощения пиона протоном. Согласно измеренным значениям эффективных сечений, она заключена между 1 и 10. На самом деле точное значение α_H близко к 15.

Для объяснения рассеяния пионов приходится ввести новое силовое поле, а именно сильное взаимодействие, и соответствующий ему новый заряд — «цветовой заряд». Мы знаем, что пион — составная система, состоящая из кварка и антикварка, а потому величину α_H нельзя считать фундаментальной константой. Она характеризует сложное явление взаимодействия системы двух кварков с системой трех кварков.

Если рассматривать рассеяние протонов высокой энергии (скажем, 500 ГэВ), то этот процесс есть совокупность индивидуальных взаимодействий кварков налетающей частицы с кварками частицы-мишени. При расстояниях, меньших диаметра нуклона, применима формула, аналогичная формуле Резерфорда (§ 1.5):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \frac{\alpha_F^2}{T^2} \frac{1}{\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)}. \quad (2.15)$$

Здесь α_F характеризует интенсивность взаимодействия: это вероятность испускания или поглощения одного глюона кварком.

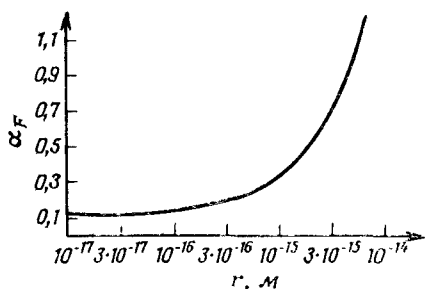


Рис. 2.7. Зависимость константы сильного взаимодействия α_F от расстояния r между взаимодействующими кварками. Сила взаимодействия увеличивается с расстоянием, и этим объясняется невозможность извлечения кварка из нуклона и его изоляции в свободном состоянии.

По аналогии с формулой (2.10), определяющей величину α , мы можем написать

$$\alpha_F = \frac{g_F^2}{\hbar c}. \quad (2.16)$$

Здесь константа g_F играет ту же роль, что и электрический заряд в случае электромагнитного взаимодействия. Она называется *константой связи Юкавы*.

Важно подчеркнуть, что величину α_F можно считать практически константой только в случае, когда расстояние между взаимодействующими кварками меньше диаметра нуклона, равного примерно 1 фм. На больших расстояниях величина α_F очень быстро растет с увеличением r . На рис. 2.7 приведен график этой зависимости.

Очень интересно, что механизм сильного взаимодействия аналогичен механизму электромагнитного взаимодействия (рис. 2.8): глюоны, частицы без массы, испускаются и поглощаются цветными кварками точно так же, как безмассовые фотоны испускаются и поглощаются заряженными частицами.

Однако эта аналогия верна лишь до известного предела. Глюоны несут цветовой заряд, тогда как фотоны — электрически ней-

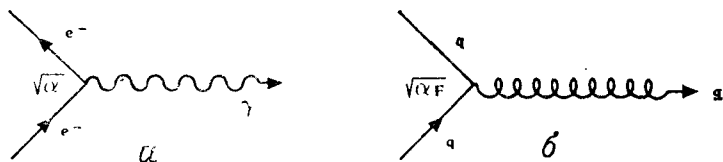


Рис. 2.8. Аналогия между электромагнитным и сильным взаимодействиями. *a* — испускание фотона электроном; амплитуда процесса пропорциональна $\sqrt{\alpha}$, а вероятность $\sim \alpha$; *б* — испускание глюона кварком; амплитуда процесса пропорциональна $\sqrt{\alpha_F}$, а вероятность $\sim \alpha_F$.

тральные частицы. Но все же главное различие заключено в свойствах констант α и α_F : если α — универсальная постоянная, то константа α_F меняется с расстоянием, т. е. с энергией взаимодействия. При расстояниях, не превышающих $\sim 10^{-17}$ м, асимптотическое значение величины α_F таково:

$$\alpha_F = 0,13 \pm 0,01 \quad (\text{статистическая ошибка}) \\ \pm 0,02 \quad (\text{систематическая ошибка})$$

«Константа» α_F растет с расстоянием r очень быстро, начиная с расстояний $\sim 10^{-15}$ м. Сильному взаимодействию сопоставляется линейно растущий с расстоянием потенциал (§ 5.5), тогда как потенциал электромагнитного взаимодействия обратно пропорционален расстоянию.

При удалении кварков друг от друга увеличивается и сила притяжения. Чтобы разделить их, приходится прикладывать столь большую энергию, что вместо кварков образуются «струи» адронов. Этим объясняется, почему кварки не существуют в свободном состоянии; позже мы вернемся к этому вопросу (§ 9.2).

Несмотря на столь существенное различие, математический аппарат квантовой хромодинамики (КХД), описывающий свойства цветового заряда, строится аналогично аппарату квантовой электродинамики (КЭД), описывающей свойства электрического заряда.

2.8.3. Слабое взаимодействие

Вернемся к рассмотрению времени жизни частиц (§ 2.1). Отношение времени жизни $\tau_{эм}$ частиц, распадающихся в результате электромагнитного взаимодействия, к времени жизни τ_F частиц, распадающихся в результате сильного взаимодействия, обратно отношению вероятностей взаимодействия:

$$\frac{\tau_{эм}}{\tau_F} = \left(\frac{\alpha_F}{\alpha} \right)^2 = 10^4 \div 10^6.$$

Время $\tau_{эм}$ по порядку величины равно 10^{-16} с, тогда как τ_F лежит в пределах от 10^{-23} до 10^{-20} с (приложение 3).

Частицы, список которых приведен в приложении 3, имеют времена жизни τ , намного большие 10^{-16} с, равные по порядку величины 10^{-10} с. Следовательно, они распадаются в результате взаимодействия гораздо меньшей интенсивности, называемого слабым взаимодействием, вероятность которого α_W такова, что

$$\frac{\tau_F}{\tau_f} = \left(\frac{\alpha_W}{\alpha_F} \right)^2 \approx \frac{10^{-22}}{10^{-10}} = 10^{-12}.$$

Здесь α_W — вероятность испускания или поглощения частиц W или Z^0 , являющихся квантами слабого взаимодействия. Принимая

α_F за единицу, получаем значения $\alpha = 10^{-2}$, $\alpha_W = 10^{-6}$ (табл. 2.2). Порядок величины константы α_W согласуется со значением, полученным в теории β -распада. В этой теории (§ 8.3.1) вводится характерная константа слабого взаимодействия G_F , называемая *константой связи Ферми*:

$$G_F = (1,418 \pm 0,004) \cdot 10^{-49} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3. \quad (2.17)$$

Впрочем, можно сопоставить слабому взаимодействию в соответствии с формулой, аналогичной формуле (2.16), константу связи g_f . В теории показывается, что

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g_f^2}{8m_W^2}, \quad (2.18)$$

где m_W — масса кванта слабого взаимодействия.

Слабое взаимодействие имеет ту же самую природу, что и электромагнитное взаимодействие; поле сил то же самое, так что «слабого заряда» не существует. Но может вызвать удивление, что масса кванта слабого взаимодействия в сотни раз больше массы нуклона. Это объясняется *спонтанным нарушением симметрии* (гл. 9).

2.8.4. Гравитационное взаимодействие

Уже более двух веков известно, что сила гравитационного взаимодействия определяется формулой

$$F_G = G_g \frac{m_1 m_2}{r^2}, \quad (2.19)$$

где G_g — гравитационная постоянная. Небесная механика позволяет измерить величину G_g :

$$G_g = (6,6720 \pm 0,0041) \cdot 10^{-11} \text{ м}^3 \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{с}^{-2}.$$

Рассмотрим два протона, расположенные на расстоянии r друг от друга. В соответствии с формулами (1.32) и (2.19) отношение интенсивностей гравитационного и электромагнитного взаимодействий равно

$$\frac{F_G}{F_{\text{эм}}} = 10^{-36}.$$

Отсюда следует, что вероятность α_g испускания или поглощения *гравитона* по порядку величины равна 10^{-20} , если величину α_F положить равной единице (табл. 2.2). Это только порядок величины, поскольку если мы рассмотрим не два протона, а два электрона, то в соответствии с формулами (1.32) и (2.19) получим $(F_G/F_{\text{эм}}) = 2 \cdot 10^{-43}$.

2.9. Объединение электромагнитного и слабого взаимодействий, электрослабое взаимодействие

На основании изложенного выше может сложиться впечатление, что эти два взаимодействия существенно различны: $\alpha_W/\alpha = 10^{-4}$. Но дело обстоит так же, как в случае сил, ответственных за электрические явления, и сил, ответственных за магнитные явления. Немногим более века назад Максвелл объединил эти два типа сил, показав, что на частицу с зарядом e , движущуюся со скоростью v , действует сила

$$\mathbf{F} = e \mathbf{E} + e_M [\mathbf{v} \times \mathbf{B}],$$

причем $e = e_M$.

При небольших скоростях магнитная сила очень слаба, но при высоких энергиях она превышает электрическую силу.

Максвелл показал, что относительная интенсивность сил определяется скоростью частицы: масштабом объединения электромагнитных взаимодействий является масштаб скоростей.

Масштабом же объединения электромагнитного и слабого взаимодействий является масштаб масс, как было показано в единой теории.

Из теории следует, что поле является общим для двух рассматриваемых взаимодействий. Как $W^{\pm}$, так и Z^0 -бозонная связь имеет электромагнитную природу, и поэтому вероятность их испускания или поглощения должна равняться вероятности испускания или поглощения фотона, т. е. величине α . Но это не так, и причина в очень большой массе m_W кванта взаимодействия. В самом деле, в единой теории показывается, что

$$\alpha_W = \frac{\alpha}{(m_W/m_p)^2} = 10^{-6}. \quad (2.20)$$

Поскольку $\alpha = 10^{-2}$, получаем

$$m_W = 100 m_p.$$

В соответствии с формулой (2.9) радиус слабого взаимодействия равен $(\hbar/m_W c^2) = 10^{-3}$ фм.

В единой теории вводится фундаментальный параметр — угол Вайнберга θ_W , который определяется соотношением

$$\sin^2 \theta_W = \frac{e^2}{g_f^2}. \quad (2.21)$$

Вычисления приводят к результату

$$\sin^2 \theta_W = 0,234 \pm 0,013.$$

С помощью формулы (2.18) получаем

$$m_W = (82 \pm 2,4) \text{ ГэВ}/c^2.$$

Если взаимодействие осуществляется посредством заряженного тока, то квантом является W -бозон, а если посредством нейтрального тока, то квантом является Z^0 -бозон с другим значением массы покоя m_Z . В самом деле, в теории показывается, что отношение интенсивностей взаимодействия нейтральных и заряженных токов равно

$$P = \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2 \theta_W}. \quad (2.22)$$

С точностью до ошибок измерения экспериментально было получено значение $P = 1^1)$. Отсюда следует, что

$$\frac{m_W}{m_Z} = \cos \theta_W, \quad (2.23)$$

и окончательно получаем

$$m_Z = (94 \pm 2,7) \text{ ГэВ}/c^2.$$

Экспериментальное открытие в ЦЕРНе W - и Z^0 -бозонов блестяще подтвердило значения величин m_W , m_Z , $\sin^2 \theta_W$, ранее вычисленные теоретически.

Величины масс m_W и m_Z связаны со спонтанным нарушением $SU(2) \times U(1)$ -симметрии при малых энергиях. Спонтанное нарушение симметрии — это деликатное понятие. Возьмем, например, кристалл и составляющие его атомы. Если в этом кристалле мы будем рассматривать расстояния, намного меньшие 10^{-8} см (диаметр атома), то обнаружим структуру атома, полностью симметричную, но не увидим структуры кристалла, которая проявляется на гораздо больших расстояниях. На расстояниях $\sim 10^{-8}$ см становятся значительными силы, связывающие атомы в кристалле, и мы будем иметь дело со сложными явлениями. На расстояниях, намного больших 10^{-8} см, мы обнаружим геометрическую структуру кристалла и не останется никаких следов от полной симметрии каждого атома; это и есть «нарушение» симметрии.

Пример с кристаллом показывает, что при рассмотрении свойств симметрии масштаб расстояний играет фундаментальную роль: картина мира зависит от масштаба расстояний, на которых он изучается.

То же самое происходит и в случае спонтанного нарушения симметрии $SU(2) \times U(1)$. Как и в случае кристалла, она определяет иерархию расстояний: на расстояниях, меньших 10^{-18} м, симметрия слабого взаимодействия является полной, а на больших расстояниях она нарушена.

¹⁾ Фактически в ЦЕРНе было получено $P = 1,004 \pm 0,052$.

Развитие понятия нарушения симметрии привело к необходимости включения в теорию *скалярного* поля (инвариантного по отношению к операциям трансляции, вращения и отражения координат). С этим полем ассоциируется частица с нулевым спином — *бозон Хиггса*, появляющийся в теории на том же уровне элементарности, что и лептоны, и кварки. Если он существует, то должен заменить четыре калибровочных бозона электрослабого взаимодействия, приведенных в табл. 2.1. Теория предсказывает для бозона Хиггса массу, равную $10\text{--}50 \text{ ГэВ}/c^2$. Он может распадаться на пару кварков и антикварков, например b и $\bar{b}$, которые в свою очередь должны давать *адронные струи*.

2.10. Великое объединение, его следствия, допускающие экспериментальную проверку

Только что рассмотренное частичное объединение взаимодействий оказалось успешным и было полностью подтверждено экспериментально. Это вселило большую надежду на осуществление «великого объединения» с включением и сильного взаимодействия.

2.10.1. Основные понятия

Константа α_F зависит от расстояния и растет с его увеличением. Шкале расстояний в теории соответствует шкала энергий с противоположным направлением счета: *большим энергиям порядка 10^{15} ГэВ соответствуют малые расстояния порядка 10^{-29} см.*

Рассмотрим сверхвысокие энергии. Лабораторные эксперименты показывают, что константы связи взаимодействий меняются медленно с ростом энергии (рис. 2.9). В первом приближении величина α_F меняется с ростом энергии по закону

$$\alpha_F = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \ln(E^2/\Lambda^2)}, \quad (2.24)$$

где E — энергия, Λ — массовый параметр, а N_f — число поколений кварков. Предполагается, что величина Λ лежит между 100 и 200 МэВ.

При энергии $\sim 10^{15}$ ГэВ (рис. 2.9) константа связи электромагнитного взаимодействия становится сравнимой по величине с константой сильного взаимодействия. При более высоких энергиях эти взаимодействия объединяются.

Первая теория великого объединения была основана на группе симметрии $SU(5)$, содержащей три подгруппы $SU(3)$, $SU(2)$ и $U(1)$, которые соответствуют сильному, слабому и электромагнит-

ному взаимодействию. В группе $SU(5)$ имеется 24 калибровочных бозона, 12 из которых являются известными частицами: фотон (квант электромагнитного взаимодействия), три промежуточных векторных бозона (кванты слабого взаимодействия) и восемь глюонов (квантов сильного взаимодействия). Другие 12 калибровочных бозонов еще не наблюдались: их массы должны быть порядка 10^{15} ГэВ/с². Эти носители единого взаимодействия должны появляться при энергиях такого же порядка или более высоких. Такое взаимодействие не сохраняет барионного числа B (§ 5.6.2). По этой причине его кванты называются «лептокварками».

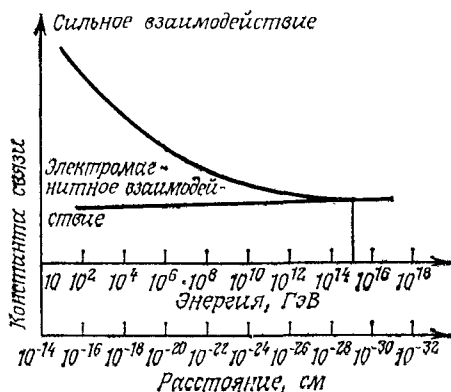


Рис. 2.9. Зависимость констант связи электромагнитного и сильного взаимодействий от энергии и от расстояния. Равенство их значений достигается при энергиях порядка 10^{15} ГэВ.

Итак, в «стандартной» $SU(5)$ -теории нарушение симметрии происходит в два этапа:

$$SU(5) \xrightarrow{10^{15} \text{ ГэВ}} SU(3)_c \times SU(2) \times U(1) \xrightarrow{100 \text{ ГэВ}} SU(3)_c \times U(1)_{\text{эм}}.$$

При значении $\sin^2 \theta_W = 0,23$ массы калибровочных бозонов, ответственных за великое объединение, обязательно должны быть больше $1,3 \cdot 10^{13}$ ГэВ/с². Если эта теория верна, то не должно наблюдаться никаких частиц с массами покоя, заключенными между значениями масс W - и Z -бозонов (равными приблизительно 90 ГэВ/с²) и масштабом масс великого объединения. Будет наблюдаться обширная «пустыня» в мире частиц (введение, рис. 1,а).

Что же касается гравитации, то ее интенсивность должна сравниваться с интенсивностью объединенных взаимодействий при энергиях, близких к массе Планка, которая равна $\sim 1,2 \cdot 10^{19}$ ГэВ/с²:

$$m_p = \left(\frac{\hbar c}{G} \right)^{1/2} = 1,2 \cdot 10^{19} \text{ ГэВ/с}^2.$$

2.10.2. Масштаб объединения

Расстояния, меньшие 10^{-18} м, достаточно малы для того, чтобы можно было вычислить энергетическое поведение констант связи взаимодействий. Расстояние, при котором константы связи принимают одинаковые значения, называется масштабом объединения.

В рамках $SU(5)$ -теории масштаб объединения по порядку величины равен 10^{-29} см (рис. 2.9). Это исключительно малая величина. Например, если протон увеличить до размеров Солнца, то масштаб объединения останется меньше 1 мкм! При рассмотрении еще меньших расстояний, не превышающих 10^{-33} см, гравитация по своей интенсивности может сравниться с другими типами взаимодействий. На столь малых расстояниях любая теория должна учитывать влияние гравитации.

В лабораторных условиях никогда не смогут достичь энергий, соответствующих этим масштабам объединения (10^{15} ГэВ при 10^{-29} см и 10^{19} ГэВ при 10^{-33} см). Вселенная представляет собой гигантскую лабораторию. Изучение «сценариев» ее эволюции позволяет вычислить последовательность значений энергии, характерных для каждого этапа эволюции. Теория $SU(5)$ -симметрии приводит к следствиям, допускающим экспериментальную проверку на нынешнем этапе эволюции Вселенной. Этих следствий два.

2.10.3. Магнитные монополи

В период времени между 10^{-43} и 10^{-35} с после большого взрыва могли образоваться магнитные монополи, т. е. частицы с магнитным зарядом. $SU(5)$ -теория предсказывает для их массы значение (M_X/α_X) , где M_X — масса лептокварка (10^{15} ГэВ/ c^2), а α_X — постоянная тонкой структуры великого объединения ($\alpha_X = 1/50$). Это предсказываемое значение массы намного больше 10^{16} ГэВ. Магнитные монополи являются устойчивыми решениями нелинейных уравнений поля Янга — Миллса после спонтанного нарушения симметрии. Они есть не что иное, как топологические структуры, появляющиеся при охлаждении Вселенной в момент спонтанного нарушения симметрии, которой обладало первичное взаимодействие.

Магнитный заряд был введен в 19 в. для объяснения магнитных явлений с помощью законов, аналогичных законам электростатики. От этого понятия отказались после установления механизма магнитной поляризации, однако Дирак показал, что понятие магнитного заряда имеет смысл в квантовой механике. Монополь Дирака может нести магнитный заряд g , подчиняющийся следующему условию квантования:

$$eg = n \left(\frac{\hbar c}{2} \right). \quad (2.25)$$

При $n = 1$ получаем для элементарного магнитного заряда выражение $g = e/2\alpha$, где α — вероятность, определенная выше (§ 2.8.1). Таким образом, магнитный заряд в 68,5 раза больше электрического заряда e . Произведение электрического и магнитного зарядов есть константа.

Монополь Дирака представлялся чем-то вроде искусственного приема в вычислениях, и его не очень настойчиво искали в эксперименте. Теории великого объединения вернули доверие к понятию магнитного заряда. Единственными монополями, которые могут существовать во Вселенной, являются монополи, образовавшиеся в момент большого взрыва. Они имеют гигантскую массу покоя, более 10^{16} ГэВ/ c^2 , что превышает массу покоя парамедии или вируса! Ускоренные галактическими магнитными полями [напряженность которых равна $(3-5) \cdot 10^{-10}$ Тл], эти монополи могли бы достигать скоростей, близких к $10^{-3} c$.

Можно задаться вопросом: каким образом такие монополи могут взаимодействовать с веществом? И можно показать, что они должны взаимодействовать очень слабо, настолько слабо, что способны без труда проходить сквозь толщу Земли по ее диаметру. Электромагнит длиной в 1 км, создающий максимально достижимое на сегодняшний день магнитное поле, смог бы отклонить магнитный монополь, движущийся со скоростью, равной 0,01 скорости света, на 10^{-8} градуса.

Проще ожидать, когда монополь, несущий заряд q , пройдет через сверхпроводящую катушку, что привело бы к изменению магнитного потока, пересекающего один виток, на $2 \Phi_0$, где

$$\Phi_0 = \frac{\hbar c}{2e} = 2,07 \cdot 10^{-11} \text{ Тл} \cdot \text{см}^2$$

есть квант магнитного потока. Магнитный поток, создаваемый одним монополем, как раз и будет равняться величине $2\Phi_0 = 4\pi g$. Этот метод не зависит от скорости, массы покоя, электрического заряда и магнитного дипольного момента частицы; но индуцированный ток очень мал.

Кабрера¹⁾ зарегистрировал один сигнал в сверхпроводящей катушке сечением 20 см^2 (диаметром 5 см) за 151 сут ожидания. Величина сигнала согласуется с теоретическим значением магнитного заряда g в пределах $\sim 5\%$. По времени наблюдения была сделана оценка максимального потока монополей через Землю. Он оказался равным $6,1 \cdot 10^{-10} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$. С тех пор не было зарегистрировано ни одного сигнала. По некоторым оценкам поток монополей через Землю может быть меньше $10^{-16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$. Современный уровень техники не позволяет достичь такой чувствительности.

¹⁾ Cabrera B., Phys. Rev. Lett., 48, 1378 (1982).

Если магнитные монополи не существуют, то это не поставит под сомнение ни квантовую хромодинамику, в которой они не фигурируют, ни объединение электромагнитных и слабых взаимодействий.

2.10.4. Распад нуклона

Проявление взаимодействия, единого при энергиях выше 10^{15} ГэВ, чрезвычайно маловероятно при низких лабораторных энергиях, однако теория предсказывает, что вероятность этого не равна нулю. В таком случае вещество не может быть полностью стабильным и должно распадаться с временем жизни, очень большим, но не равным бесконечности.

Возможные каналы распада нуклонов разнообразны (табл. 2.3). В теории $SU(5)$ -симметрии наиболее вероятным каналом распада является распад протона (рис. 2.10) с временем жизни $\tau = 4,5 \times 10^{29 \pm 1,7}$ лет. В результате такого распада π^0 -мезон дает два γ -кванта; позитрон аннигилирует с электроном среды и тоже дает два фотона. В целом в излучение превращается масса атома водорода, равная ~ 1 ГэВ.

Таблица 2.3. Возможные каналы распада протона, предсказываемые теорией великого объединения. Имеется разброс в оценках парциальных шириин распадов (%) в зависимости от используемых моделей. Суперсимметричные теории предсказывают весьма различающиеся каналы распада, но, как правило, с участием нейтральных или заряженных K -мезонов

Канал распада	Оценка парциальных шириин распадов в различных моделях, %
$p \longrightarrow e^+ + \pi^0$ $\quad \quad \quad \downarrow$ $\quad \quad \quad \longrightarrow \gamma\gamma$	30—40
$p \longrightarrow e^+ + \rho^0$ $\quad \quad \quad \downarrow$ $\quad \quad \quad \longrightarrow \pi + \pi^-$	2—20
$p \longrightarrow e^+ + \omega^0$ $\quad \quad \quad \downarrow$ $\quad \quad \quad \longrightarrow \pi + \pi^- \pi^0$	18—25
$p \longrightarrow \mu^+ + K^0$ $\quad \quad \quad \downarrow$ $\quad \quad \quad \longrightarrow \pi\pi$	<20
$n \longrightarrow e^+ + \pi^-$	45—80
$n \longrightarrow e^+ + p^-$ $\quad \quad \quad \downarrow$ $\quad \quad \quad \longrightarrow \pi^- \pi^0$	5—80

Такое время жизни можно измерить: в массе вещества 100 тонн (содержащей около 10^{31} протонов) при времени жизни протона $\tau = 10^{30}$ лет должно происходить 10 распадов в год. Образующийся электрон имеет энергию около 500 МэВ, вещество преобразуется в фотоны, которые в свою очередь рожают пары электрон — позитрон; возникает электромагнитный каскад. Точные характеристики такого распада позволяют отличить его от фоновых взаимодействий вторичных мюонов космического излучения.

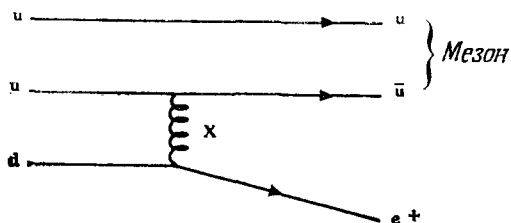


Рис. 2.10. Согласно $SU(5)$ -теории, наиболее вероятным каналом распада протона должен быть канал с образованием электрона в результате обмена лепто-кварком.

Несколько очень сложных детекторных систем были помещены под землю на очень большую глубину для уменьшения фона от космического излучения. Ни одного распада ($\pi^0 \rightarrow e^+$) с достоверностью не было еще зарегистрировано. Из этих экспериментов следует, что время жизни протона должно быть больше 10^{32} лет. Нижний возможный предел его времени жизни увеличивается с увеличением продолжительности эксперимента. В своем простейшем варианте теория $SU(5)$ -симметрии представляется неточной. Возможно, что доминирующим каналом распада является не канал (π^0, e^+), а канал (K^0, μ^+) или (K^+, ν); вероятности последних зависят от массы, приписываемой хиггсовским бозонам (§ 2.9).

Все это говорит в пользу теории суперсимметрии, включающей гравитацию и предсказывающей время жизни протона от 10^{34} до 10^{35} лет с каналами его распада (K^0, μ^+) и (K^+, ν). Но возможности современных детектирующих установок недостаточны для проверки ее выводов. Потребовалось бы более чем в 1000 раз увеличить массу вещества, за которой ведут наблюдение детекторы.

2.11. Теория суперсимметрии

В этой теории «великое» объединение (всех взаимодействий) происходит при энергиях свыше 10^{19} ГэВ. Бозоны и фермионы входят в одни и те же мультиплеты, и это достигается путем математического преобразования спинов частиц с увеличением или уменьшением их степенями, равными $\pm 1/2$.

Это сопровождается пугающим увеличением числа частиц (табл. 2.4): к каждой известной частице преобразование суперсимметрии добавляет одну или несколько частиц, спины которых отли-

Таблица 2.4. Гипотетические частицы, вводимые в суперсимметричных теориях, являющиеся партнерами наблюдаемых частиц

Существующие частицы	Символ частицы	Спин	Гипотетический суперсимметричный партнер	Символ	Спин
Фермионы:					
Кварки	q	$\frac{1}{2}$	Скварк	$\tilde{q}$	0
Лептоны	l	$\frac{1}{2}$	Слептоны	$\tilde{l}$	0
Калибровочные бозоны:					
Глюоны	g	1	Глюино	$\tilde{g}$	$\frac{1}{2}$
Фотон	γ	1	Фотино	$\tilde{\gamma}$	$\frac{1}{2}$
Промежуточные векторные бозоны	$W_0^\pm$	1	W-ино	$\tilde{W}^\pm$	$\frac{1}{2}$
	Z^0	1	Z-ино	$\tilde{Z}^0$	$\frac{1}{2}$
Гравитон	g	2	Гравитино	$\tilde{g}$	$\frac{3}{2}$

чаются от ее спина на $+1/2$ или $-1/2$. Например, к электрону добавляются две скалярные частицы (со спином, равным нулю).

Попытки обнаружить эти новые частицы были безуспешными. Неизвестны значения их масс; однако W-ино и Z-ино должны иметь массы, меньшие масс покоя $\tilde{W}$ - и $\tilde{Z}$ -бозонов. В результате обмена скалярным электроном взаимодействие пары (e^+e^-) может приводить к образованию Z-ино $\tilde{Z}^0$: $e^+e^- \rightarrow \tilde{\gamma} + \tilde{Z}^0$. Здесь $\tilde{\gamma}$ — партнер фотона, имеющий спин $1/2$ и называемый *фотино*. Если фотино легче Z-ино, то последнее может распадаться по схеме $\tilde{Z}^0 \rightarrow l + \tilde{l} \rightarrow l + \tilde{\gamma}$, где $\tilde{l}$ — слептон, являющийся скалярным партнером заряженного лептона. Частица $\tilde{Z}^0$ может иметь время жизни от 10^{-20} до 10^{-16} с.

Успех теорий суперсимметрии в предсказании свойств ядер (модель взаимодействующего бозона, § 4.9) придал уверенности в их полезности для объединения всех взаимодействий. Эксперименты в ЦЕРНе, в которых наблюдались одиночные «струи» адронов, могут быть объяснены рождением новых нейтральных частиц (но также и распадом Z^0 -бозона на два нейтрино).

Глава 3

Масса и объем ядра

Средняя энергия связи на нуклон $E_{\text{св}}/A$ (§ 1.1.4) есть величина приблизительно постоянная, равная восьми тысячным массы нуклона. Таким образом, в первом приближении энергия $E_{\text{св}}$ пропорциональна массе ядра. Аналогично энергия химической связи некоторого объема жидкости пропорциональна числу содержащихся в этом объеме молекул. Поэтому простейшая модель ядра — капля жидкости, роль молекул которой играют нуклоны. Несмотря на то что эта модель макроскопическая, она дает возможность вычислить радиус ядра в предположении его сферичности. С помощью пучка электронов можно прозондировать распределение электрического заряда внутри ядра и измерить средний радиус этого распределения. В последнее время разработаны методы атомной физики, позволяющие гораздо проще определить радиус ядра.

В ядрах, сферических в состоянии покоя, в результате возбуждения могут возникнуть колебания, хорошо описываемые гидродинамическими моделями. В самом деле, представление ядра в виде шара является лишь первым приближением, поскольку большое число ядер представляют собой эллипсоиды вращения, форму которых изучают, измеряя их электрические квадрупольные моменты.

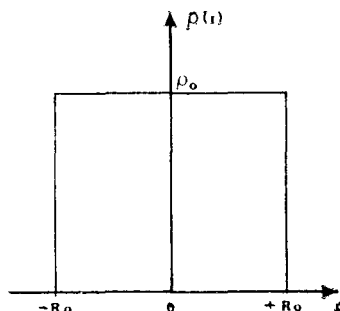
В модели жидкой капли нуклоны лишаются индивидуальности. Чтобы восстановить ее, приходится привлекать аппарат квантовой механики. С его помощью квантуют нуклоны и ядерные состояния, считая частицы невзаимодействующими. Лучшей иллюстрацией такого подхода является оболочечная модель ядра (гл. 4).

3.1. Масса ядра в модели жидкой капли

3.1.1. Основные предположения

Первая капельная модель была предложена Вайцзекером (1935) и Нильсом Бором (1937). Несмотря на свою простоту, она позволила объяснить основные свойства ядер, такие, как их энергия связи (§ 3.1.2), радиус (§ 3.2.1), устойчивость по отношению к β -распаду (§ 8.2) и к спонтанному делению (§ 11.1.1). Основные предположения капельной модели таковы.

Рис. 3.1. Объемная плотность заряда $\rho(r)$ в рамках модели жидкой капли. Имеется скачок плотности при $r = R_0$.



1. Ядерная жидкость является несжимаемой и «универсальной» для всех ядер. Ее плотность близка к $2 \cdot 10^{14} \text{ т} \cdot \text{м}^{-3}$ (плотность воды равна $1 \text{ т} \cdot \text{м}^{-3}$). Плотность атома, радиус которого в 10 000 раз больше радиуса ядра, порядка $200 \text{ т} \cdot \text{м}^{-3}$.

2. Ядро имеет форму шара. Поскольку ядерная жидкость несжимаема, радиус ядра пропорционален кубическому корню из числа нуклонов A :

$$R_0 = r_0 A^{1/3}, \quad (3.1)$$

где r_0 — константа.

3. Электрический заряд единицы объема в ядре $\rho(r)$ есть постоянная величина. Другими словами, вероятность присутствия протонов в различных точках ядра одинакова; следовательно, квадрат волновой функции протона $|\psi|^2$ внутри объема ядра есть константа (рис. 3.1).

4. Сила притяжения между нуклонами не зависит от их электрического заряда; притяжение максимально, когда число протонов равно числу нейтронов.

Вид потенциала взаимодействия между нуклонами (§ 1.2) был впоследствии подтвержден в модели жидкой капли: он оказался очень похожим на потенциал Леннарда-Джонса, действующий между молекулами.

3.1.2. Вычисление энергии связи ядра

Предположим, что всякое явление, дающее свой вклад в $E_{\text{св}}$, происходит независимо от других. Это позволяет представить $E_{\text{св}}$ в виде суммы членов. Перед каждым слагаемым имеется коэффициент, который находится путем сравнения формулы для $E_{\text{св}}$ с экспериментальными данными. Перечислим члены, сумма которых дает энергию связи.

1. *Объемная энергия связи* E_v , обусловленная силами ядерного притяжения. Как и для капли жидкости, она имеет вид

$$E_v = a_v A, \quad (3.2)$$

где a_v — константа, определяемая путем сравнения теории с экспериментом.

В современных моделях «исходная» ядерная жидкость есть смесь равных частей нейтронов и протонов ($N = Z$). Грубо говоря, это то, что находится в центре тяжелых ядер. Исходя из вида ядерного взаимодействия (нуклон — нуклон) и не учитывая электрического взаимного отталкивания протонов, рассчитывается уравнение состояния ядерной жидкости (при нулевой температуре), сводящееся к уравнению для объемной энергии связи E_v . Таким образом задается зависимость $E_{св}$ от плотности жидкости, что позволяет ввести характеристики сжимаемости жидкости.

2. *Энергия поверхностного натяжения* E_s . Поверхностные нуклоны меньше связаны, нежели нуклоны, находящиеся внутри ядра, так как соседние с ними нуклоны имеются только в половине полного телесного угла. Результирующая сил притяжения, действующая между поверхностными нуклонами, направлена внутрь ядра точно так же, как и в случае молекул, расположенных на поверхности капли жидкости. Так же как и в случае жидкой капли, в ядре существует *поверхностное натяжение*. Поэтому деформированное ядро, имеющее форму эллипсоида вращения, стремится вернуть себе сферическую форму, обладающую минимальной поверхностью. Мы встретимся с этим еще раз при изучении стабильности ядер по отношению к спонтанному делению (§ 11.1.1).

Полная энергия связи ядра *уменьшается* на величину E_s , пропорциональную площади наружной поверхности ядра $4\pi R_0^2$, т. е. [в соответствии с формулой (3.1)] пропорциональную $A^{2/3}$:

$$E_s = -a_s A^{2/3}, \quad (3.3)$$

где a_s — коэффициент пропорциональности, определяемый по экспериментальным данным.

3. *Электростатическая энергия* E_c . Она является следствием наличия сил отталкивания между протонами и отрицательна, поскольку уменьшает энергию связи ядра. Плотность заряда ρ определяется по формуле

$$\rho = \frac{Ze}{\frac{4\pi}{3} R_0^3}.$$

Для определения величины E_c вычислим работу, которую необходимо совершить для создания электрически заряженного шарового слоя радиусом r и толщиной dr . Для этого необходимо переене-

сти из бесконечности в данный шаровой слой электрический заряд $(4\pi r^2 dr) \rho$, на который будет действовать внутренний заряд $(4/3) \pi r^3 \rho$; последний можно считать (в соответствии с теоремой Гаусса) точечным и расположенным в центре сферы. Имеем

$$dW = \left(\frac{4\pi}{3} r^3 \rho \right) (4\pi r^2 dr) \rho \left(\frac{1}{4\pi \epsilon_0} \frac{1}{r} \right) = \frac{4\pi}{3\epsilon_0} \rho^2 r^4 dr.$$

Отсюда

$$|E_c| = \int_0^{R_0} \frac{4\pi}{3\epsilon_0} \rho^2 r^4 dr = \frac{4\pi}{15\epsilon_0} \rho^2 R_0^5 = \frac{3}{20\pi\epsilon_0} \frac{Z^2 e^2}{R_0};$$

$$E_c = -a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}}, \quad (3.4)$$

где

$$a_c = \frac{3}{20\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{R_0}. \quad (3.5)$$

Коэффициент a_c — единственный параметр модели, который вычисляется непосредственно в рамках самой модели.

4. *Энергия асимметрии E_a .* Наиболее стабильны ядра с одинаковым числом протонов и нейтронов. В действительности же чаще всего число Z меньше N . Чтобы учесть это, необходимо в выражение для $E_{св}$ ввести член, который равен нулю при $Z = N$ и отрицателен при $N > Z$. Это энергия асимметрии E_a .

Асимметрия легко объясняется. Для вычисления E_a рассмотрим простую модель частиц в прямоугольной потенциальной яме, в которой все нуклоны расположены на энергетических уровнях со строго определенными и различными значениями энергии, причем в соответствии с принципом Паули на каждом уровне располагается только один нуклон. Эти уровни эквидистантны и отстоят друг от друга на величину ΔE (рис. 3.2). Для перехода от ядра с некоторым значением A и $Z = N$ к другому ядру с тем же значением A , но $Z \neq N$ необходимо превратить $n = (N - Z)/2$ протонов в n нейтронов. В качестве примера на рис. 3.2 приведен случай двух ядер с $A = 44$ и показан переход к ядру ${}^{44}_{20}\text{Ca}$ ($n = 2$).

Каждый из n протонов должен быть «приподнят» n раз на величину энергии ΔE . Полная энергия, приобретенная в результате такого перехода, будет равна

$$W = -E_a = n^2 (\Delta E) = \frac{1}{4} (N - Z)^2 \Delta E.$$

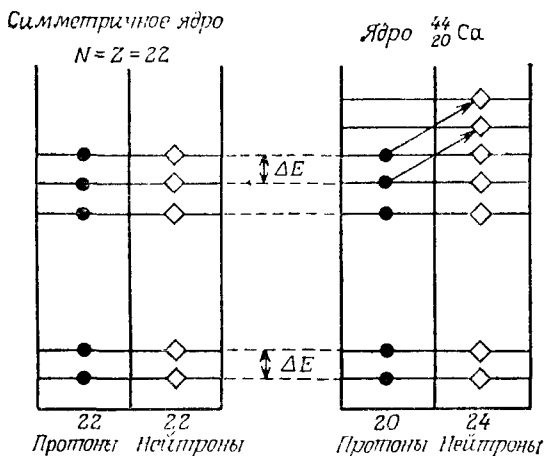


Рис. 3.2 К вычислению энергии асимметрии ядра E_a , обусловленной различием числа нейтронов и протонов в ядре. Рассмотрен пример ядра $^{44}_{20}\text{Ca}$ ($n = 2$), содержащего 44 нуклона.

Вычисления показывают, что величина ΔE обратно пропорциональна A , и окончательно имеем

$$E_a = -a_a \frac{(N - Z)^2}{A} = -a_a \frac{(A - 2Z)^2}{A}. \quad (3.6)$$

5. Энергия E_p , зависящая от четности числа нуклонов. Ядра с четным числом протонов и нейтронов являются наиболее стабильными; ядра же с нечетным числом протонов и нейтронов наименее стабильны. В табл. 3.1 приведены числа стабильных ядер, которые классифицируются в зависимости от четности или нечетности чисел A и Z .

Таблица 3.1. Число стабильных ядер в зависимости от того, являются ли числа N и Z четными или нечетными

Z	N	A	Число стабильных ядер
Четное	Четное	Четное	166
Четное	Нечетное	Нечетное	55
Нечетное	Четное	Нечетное	51
Нечетное	Нечетное	Четное	5 ¹⁾

1) Этими ядрами являются ^2_1H , ^6_3Li , $^{10}_5\text{B}$, $^{14}_7\text{N}$, $^{180}_{73}\text{Ta}$

В выражение для $E_{\text{св}}$ необходимо ввести поправочный член, положительный для «четно-четных» ядер, отрицательный для «нечетно-нечетных» ядер и равный нулю для «четно-нечетных» ядер. Вычисления приводят к формуле

$$E_p = a_p A^{-1/2} (\approx 12 A^{-1/2} \text{ МэВ}). \quad (3.7)$$

Окончательно для энергии связи ядра $E_{\text{св}}$ получаем выражение

$$\begin{aligned} E_{\text{св}} = & a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_a \frac{(A - 2Z)^2}{A} + \\ & + a_p A^{-1/2} \text{ (для «четно-четных» ядер),} \\ & + 0 \text{ (для «четно-нечетных» ядер),} \\ & - a_p A^{-1/2} \text{ (для «нечетно-нечетных» ядер).} \end{aligned} \quad (3.8)$$

3.1.3. Определение коэффициентов в формуле (3.8)

Анализ многих явлений в ядерной физике позволяет установить уравнения, связывающие введенные нами коэффициенты. Это позволяют сделать, в частности, массы ядер, измеренные методом масс-спектрометрии, баланс энергии в ядерных реакциях, стабильность ядер по отношению к радиоактивному β -распаду.

Для этих коэффициентов были получены многочисленные значения. Например, Грин и Энглер (1953 г.) предложили для этих коэффициентов значения $a_p = 15,56$ МэВ, $a_s = 17,23$ МэВ, $a_c = 0,7$ МэВ (отсюда следует значение $r_0 = 1,24$ фм), $a_a = 23,6$ МэВ. При этих значениях параметров модели можно построить теоретическую кривую, изображенную на рис. 3.3. Экспериментальные данные представле-

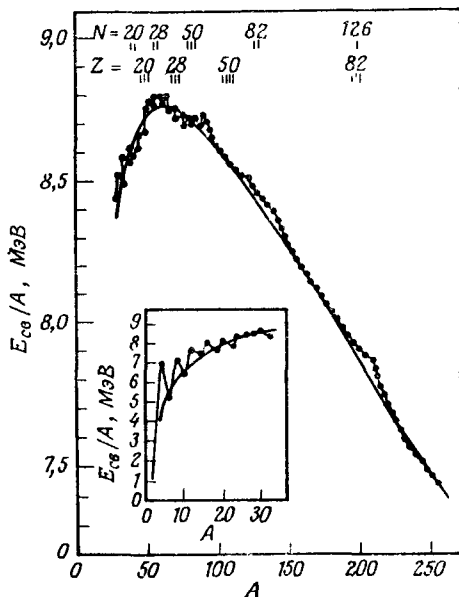


Рис. 3.3. Теоретические значения энергии связи, согласно формуле (3.8), деленные на массовое число A ядер (гладкая кривая), и экспериментальные данные (ломаная кривая, проведенная через экспериментальные точки).

ны ломаной линией. Согласие теории с экспериментом замечательное, если учесть грубо приближенный характер модели.

3.1.4. Более совершенные модели

Были предложены некоторые модификации модели с целью учесть следующие два важных явления.

1. При значениях Z и N , близких к магическим числам (§ 3.6), при которых нуклонная оболочка полностью заполнена, формула (3.8) плохо согласуется с экспериментом. Для улучшения согласия с опытом к ней добавляется член, учитывающий наличие оболочек в ядре и вносящий положительный вклад, если значения Z или N близки к магическим числам.

2. Большинство ядер имеет форму эллипсоидов вращения. Это приводит к необходимости модификации выражений для E_s и E_c , что требует проведения более точных расчетов.

Оболочечная модель с успехом заменила модель жидкой капли при анализе ядерных реакций, вызываемых легкими бомбардирующими частицами. В противоположность этому изучение взаимодействий тяжелых бомбардирующих частиц с ядрами возродило интерес к капельной модели ядра, поскольку в этом случае определяющую роль играют коллективные эффекты. Современные модели ядер гораздо сложнее. В частности, они учитывают следующие свойства ядерной жидкости.

1. *Сжимаемость и расширяемость* ядерной жидкости, хорошо иллюстрируемая колебаниями ядра около его равновесной сфероподобной формы (§ 3.3) и возможным вскипанием ядерной жидкости при больших энергиях возбуждения.

2. *Вязкость*, которая затрудняет процесс слияния двух ядер с образованием более тяжелого ядра. Она делает маловероятным синтез элементов с атомными номерами более 110, называемых сверхтяжелыми элементами (§ 6.7.3).

3. *Наличие сил трения*, которые при ударе поглощают значительную часть энергии налетающей частицы.

3.2. Определение радиуса ядер

3.2.1. Применение модели жидкой капли

Формула (3.5) позволяет определить величину r_0 и вычислить по формуле (3.1) радиус R_0 капли ядерной жидкости. Наблюдается большой разброс экспериментальных значений a_c от одной опубликованной работы к другой. Одним из наиболее точных методов является сравнение энергий связи двух «зеркальных» ядер, т. е. двух

изобар, для которых числа Z и N меняются значениями; соответствующая разность энергий определяется единственным параметром a_c . Пусть m_n — масса атома водорода (протон + электрон). Разность масс двух зеркальных ядер определяется формулой

$$\Delta M = M(Z, A) - M(A - Z, A) = (A - 2Z) [(m_n - m_H) - a_c A^{2/3}].$$

Разность энергий связи равна

$$\Delta E_{св} = E_{св}(Z, A) - E_{св}(A - Z, A) = (A - 2Z) (m_n - m_H) - \Delta M = a_c A^{2/3} (A - 2Z).$$

Измерив величину $\Delta E_{св}$, можно определить a_c и вычислить r_0 .

3.2.2. Рассеяние релятивистских электронов

Начиная с 1952 г. в Станфорде проводились эксперименты по рассеянию коллимированных пучков моноэнергетических электронов (с энергией от 183 МэВ до 1 ГэВ), разгоняемых на линейном ускорителе (рис. 3.4). Пучок электронов отклонялся магнитом (для точного задания начальной энергии) и направлялся в вакуумную камеру рассеяния, в центре которой помещалась изучаемая мишень. Электроны, рассеиваемые ядрами мишени, проходили через тонкое металлическое окно камеры рассеяния и попадали в магнитный спектрометр, где измерялся их импульс. Спектрометр мог поворачиваться вокруг осевой линии, проходящей через центр мишени, так что можно было измерять интенсивность рассеянных электронов в зависимости от угла рассеяния θ в лаб. системе. На рис. 3.5 приведено угловое распределение рассеянных электронов в случае

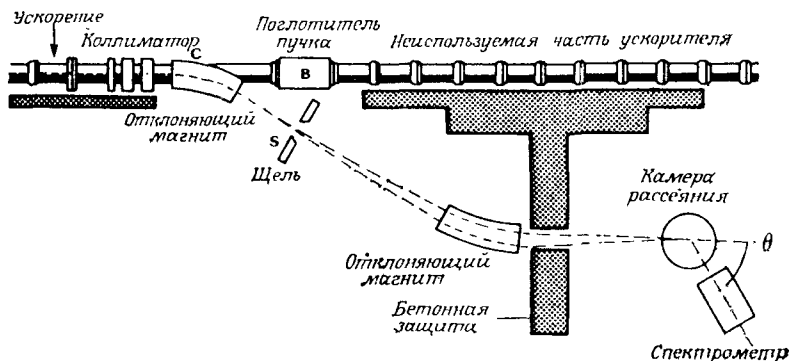


Рис. 3.4. Схема экспериментальной установки для измерения радиусов ядер.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}, \text{ см}^2/\text{ср}$$

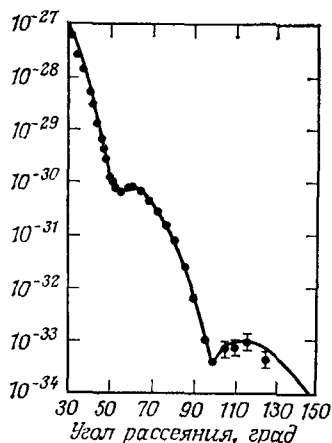


Рис. 3.5. Дифференциальное сечение рассеяния электронов с энергией 250 МэВ на ядрах кальция.

мишени из кальция при энергии начальных электронов, равной 250 МэВ.

В первых опытах по рассеянию ядер гелия¹⁾ (§ 1.5) предполагалось, что ядра являются точечными объектами. Соответствующее дифференциальное сечение обозначим через $(d\sigma/d\Omega)_0$. Если электрический заряд распределен в протяженном ядре с плотностью $\rho(r)$, эффективное дифференциальное сечение рассеяния будет определяться формулой

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 |F(p)|^2.$$

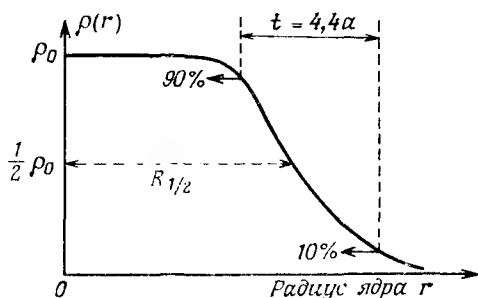
В этой формуле $F(p)$ — так называемый формфактор ядра, а p — переданный импульс. Формфактор объясняет осцилляции кривой на рис. 3.5. Это явление напоминает картины рассеяния, наблюдаемые при прохождении световых волн через среды с переменным показателем преломления. Оно хорошо объясняется в рамках оптической модели ядра (§ 9.6).

Плотность электрического заряда $\rho(r)$, обеспечивающая наилучшее согласие с экспериментом, дается формулой Ферми

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp((r - R_{1/2})/a)}. \quad (3.9)$$

¹⁾ Можно осуществить аналогичные эксперименты с ядрами гелия, энергия которых составляет 100—200 МэВ. Осцилляции кривой рассеяния будут еще более ярко выражены. Однако интерпретация таких экспериментов осложняется тем, что эти частицы чувствительны к сильному взаимодействию.

Рис. 3.6. Объемная плотность заряда в ядрах, согласно параметризации, принятой Хофштадтером с сотр. [Hofstadter R. et al., Phys. Rev., 92, 978 (1953)].



Ее график представлен на рис. 3.6, где ρ_0 — плотность заряда в центре ядра, $R_{1/2}$ — расстояние от центра, на котором $\rho = \rho_0/2$, а параметр a имеет размерность длины и характеризует толщину поверхностного слоя. По формуле для $\rho(r)$ вычисляется радиус распределения заряда, средний квадрат которого равен

$$\langle r^2 \rangle = e \int_0^\infty r^2 4\pi r^2 \rho(r) dr / e \int_0^\infty 4\pi r^2 \rho(r) dr = \frac{1}{Z} \int_0^\infty r^2 \rho(r) 4\pi r^2 dr,$$

поскольку

$$e \int_0^\infty 4\pi r^2 \rho(r) dr = Ze.$$

Сравним этот результат с плотностью в модели жидкой капли, представляемой в виде равномерно заряженного шара ($0 \leq r \leq R_0$), изображенного на рис. 3.1:

$$\rho(r) = \left(\frac{Z}{A} \right) d_0.$$

Здесь d_0 — плотность ядерной материи в центре шара, так что

$$A = d_0 \left(\frac{4\pi}{3} R_0^3 \right).$$

В результате получаем

$$\langle r^2 \rangle = \frac{1}{A} \int_0^{R_0} d_0 4\pi r^4 dr = \frac{4\pi d_0}{A} \frac{R_0^5}{5} = \frac{3}{5} R_0^2. \quad (3.10)$$

Пользуясь этой формулой, по известному значению $\langle r^2 \rangle$ можно определить величину R_0 , т. е. эквивалентный радиус в рамках модели жидкой капли.

При определении $R_{1/2}$ величины a и ρ_0 считаются подгоночными параметрами. Таким образом была рассчитана теоретическая кривая, изображенная на рис. 3.5, хорошо согласующаяся с экспериментальными точками. Такие расчеты позволяют получить информацию о распределении электрического заряда в ядрах (рис. 3.7, а).

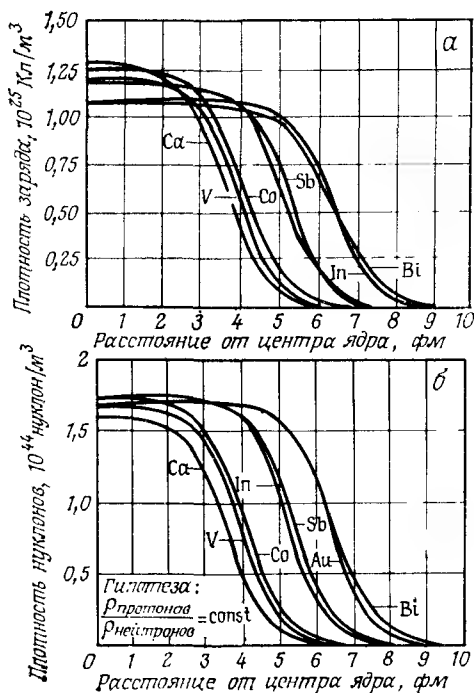


Рис. 3.7. Плотность заряда (а) и плотность нуклонов (б), полученные в опытах по рассеянию электронов высоких энергий на ядрах.

Если предположить, что распределение ядерной материи, т. е. нуклонов, точно такое же, как и электрического заряда, т. е. протонов, то можно получить распределение нуклонов в ядрах, изображенное на рис. 3.7, б.

Главные выводы таковы.

1. В центральной области все ядра имеют в первом приближении одинаковую плотность электрического заряда и одинаковую плотность ядерной материи. Этим еще раз подтверждается справедливость модели жидкой капли.

2. Если обозначить через t расстояние от точки с плотностью заряда, равной 90 % плотности в центре, до точки с плотностью не более 10 % плотности в центре, то получим $t = 4a \ln 3 = 4,4a$. Параметр t практически одинаков для всех ядер: $t = (2,4 \pm 0,3) \text{ фм}$.

3. Параметр $R_{1/2}$, так же как и R_0 , пропорционален $A^{1/3}$:

$$R_{1/2} = 1,1A^{1/3} \text{ фм.}$$

Было проведено зондирование распределения электрического заряда в нуклонах с использованием в качестве мишеней водорода ${}^1_1\text{H}$ и дейтерия ${}^2_1\text{H}$. Оказалось, что эти частицы также обладают внутренней структурой.

3.2.3. Методы, основанные на использовании явлений атомной физики

Своей массой и распределением заряда ядро влияет на энергетические уровни электронов в атоме. С этими эффектами связана *сверхтонкая структура* атомных спектров. Низкая точность измерений вначале позволила проводить опыты только с рентгеновским излучением. Применение лазеров позволило перейти к применению излучения в оптическом диапазоне.

3.2.3.1. *Изотопическое смещение рентгеновских линий.* В случае ядер изотопов эффекты, обусловленные электрическим зарядом, одинаковы для всех ядер, и поэтому смещение спектральных линий должно быть обусловлено только различием их масс и объемов. Если удастся в расчетах учесть по отдельности влияние массы и влияние объема, то таким образом можно определить радиус ядра. Значение r_0 , полученное таким методом, по порядку величины равно 1,2 фм.

3.2.3.2. *Мюонные атомы.* Мюонный атом получают, заменяя электрон в атоме отрицательным мюоном. Масса мюона в 207 раз больше массы электрона, поэтому он располагается в 207 раз ближе к ядру, чем замещенный им электрон. Энергия связи мюона в 207 раз больше энергии связи электрона в атоме, и фотоны характеристического рентгеновского излучения, испускаемого мюонами при переходе с одной орбиты на другую, имеют энергию порядка 1 МэВ. Они легко регистрируются прецизионными γ -спектрометрами, используемыми в ядерной физике.

Размер ядра оказывает большое влияние на энергию γ -квантов испускаемого рентгеновского излучения. В качестве примера рассмотрим мюонный атом свинца: радиус его первой боровской орбиты равен $3 \cdot 10^{-15}$ м, тогда как радиус ядра равен приблизительно $7 \cdot 10^{-15}$ м. Значительную часть времени мюон проводит внутри ядра, и становится понятным, почему он является прекрасным зондом для изучения структуры ядра. Отличие энергии связи мюонного атома от ее величины в случае точечного ядра оказывается связанным с $\langle r^2 \rangle$. В случае мюонного атома свинца энергия связи уровня $1s$ равна 21,3 МэВ для точечного ядра, а ее наблюдаемое значение равно 10,1 МэВ. По этим значениям энергии связи и определяется радиус ядра.

3.2.3.3. *Сверхтонкая структура оптических спектров.* По этой структуре можно определять некоторые характеристики структуры ядра, в частности их средние радиусы.

Обозначим через $\mathbf{J}$ угловой момент ядра, а через $\mathbf{I}$ полный угловой момент орбитальных электронов. В рамках векторной модели атома его полный угловой момент $\mathbf{F}$ равен

$$\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I}.$$

Абсолютная величина этого вектора $|\mathbf{F}|$ может принимать только целые значения в пределах от $J-I$ до $J+I$, т. е. $(2I+1)$ или $(2J+1)$ значений в зависимости от того, что больше I или J . Сверхтонкая структура оптических спектров является следствием магнитного взаимодействия между ядром и орбитальными электронами. Орбитальное движение электронов создает вектор магнитной индукции $\mathbf{B}_J$, параллельный вектору $\mathbf{I}$, тогда как ядро обладает магнитным дипольным моментом μ_J , направленным параллельно $\mathbf{J}$. Энергия магнитного взаимодействия равна

$$W_F = -\mu_J \cdot \mathbf{B}_J = -a\mathbf{J} \cdot \mathbf{I},$$

где a — константа.

Так как

$$\mathbf{F}^2 = \mathbf{I}^2 + \mathbf{J}^2 + 2\mathbf{J} \cdot \mathbf{I},$$

$$\mathbf{J} \cdot \mathbf{I} = \frac{1}{2} [F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)] \hbar^2 = \frac{1}{2} C,$$

имеем

$$W_F = -a \frac{C}{2}. \quad (3.11)$$

Отсюда следует, что каждый энергетический уровень в атоме расщепляется на ряд энергетических уровней, число которых зависит от спина ядра ($|J| < |I|$), а расстояние между которыми определяется значениями константы a и полного углового момента ядра: это и есть сверхтонкое расщепление оптических спектров. Так как электрон отрицательно заряжен, вектор $\mathbf{B}_J$ направлен противоположно вектору $\mathbf{I}$ и константа a отрицательна.

В соответствии с формулой (3.11) энергетический интервал между уровнями F и $F-1$ равен aF . Например, в случае ядра водорода в основном состоянии $\Delta\nu = \hbar^{-1} \Delta W = 1420$ МГц. Это излучение с длиной волны 21 см хорошо известно в астрофизике. Для желтых линий натрия $\Delta\nu = 1800$ МГц. Спектральные линии, обусловленные сверхтонким расщеплением, очень близки друг к другу, и их трудно разделить за приемлемое время классическими методами.

а) *Лазерный спектрометр*. Начиная с 1970 г. эти чрезвычайно слабые эффекты стало возможным изучать с исключительно большой точностью благодаря появлению метода лазерной спектроскопии. Его суть в том, что атомы возбуждаются монохроматическим лучом света со строго фиксированной, стабильной и легко измеримой частотой, которую можно изменять в некоторых пределах. Перестраиваемый лазер — идеальный источник света для работы в таких условиях.

На рис. 3.8 представлена схема лазерного спектрометра, измеряющего резонансную частоту атомов газа, который находится

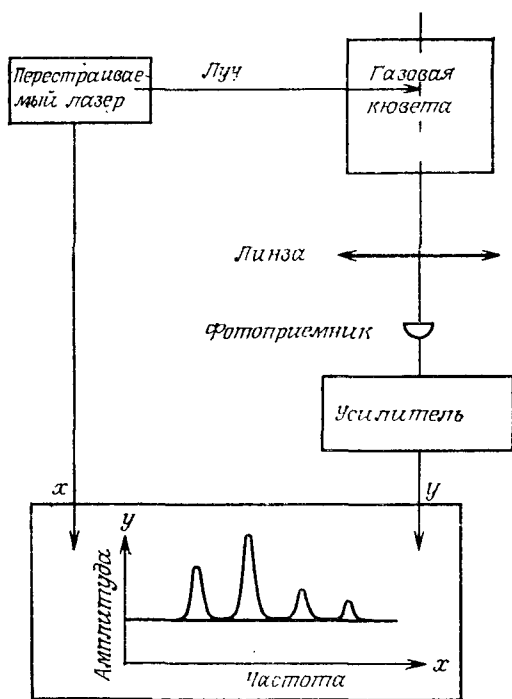


Рис. 3.8. Схема лазерного спектрометра для исследования сверхтонкой структуры оптических линий атомных спектров.

в «кювете», изображенной в верхнем правом углу. Частоту излучения лазера можно менять по усмотрению экспериментатора. Когда она становится равной частоте перехода между основным состоянием и возбужденным состоянием атома, значительная часть атомов газа переходит в это состояние. Число возбуждаемых атомов тем больше, чем больше мощность лазера. Переходя в основное состояние, атомы испускают флуоресцентное излучение во всех направлениях. С помощью линзы небольшая доля (менее одной десятой) этого излучения собирается и направляется на фотоприемник. Сигнал фотоприемника усиливается и подается на вход вертикального отклонения осциллографа (ось ординат), тогда как по оси абсцисс регистрируется частота лазера. Таким образом, измеряя частоту лазера, при которой максимален сигнал, можно с большой точностью определить возбужденный атомный уровень. Фотоприемник регистрирует также паразитное излучение, идущее от лазера и обусловленное многократным рассеянием, что приводит к фоновому шуму, ограничивающему чувствительность установки. В некоторых

подобных случаях приходится прибегать к неоптическим методам измерения.

б) *Неоптические методы*. Они применяются в случае элементов, отличающихся высокой радиоактивностью и поэтому требующих особой быстроты измерения, а также в случае большого фонового шума. Пучок таких нестабильных атомов «скрещивают» с лучом перестраиваемого лазера. Когда длина волны лазера соответствует определенному атомному переходу, за счет оптической накачки можно изменить заселенность уровней в атомах, уменьшив ее на одном уровне и увеличив на другом. Изменение заселенностей уровней в атомах сказывается на поведении атомов в сильном магнитном поле, очень быстро меняющемся от точки к точке. Магнитное взаимодействие позволяет разделить различные атомы в пространстве, и затем они идентифицируются при помощи масс-спектрометра.

3.3. Колебания ядер около их равновесной сферической формы

Релей создал (в 1877 г.) теорию колебаний поверхности капли (невязкой жидкости), получившей некоторую энергию возбуждения. Подобные расчеты дают достаточно хорошие результаты и при рассмотрении некоторых типов колебаний ядер, коль скоро речь идет о глобальных, коллективных состояниях. Вычисления дают для расстояния R от центра выражение в виде разложения по сферическим гармоникам:

$$R(\theta, \varphi) = R_0 \left[1 + \sum_{\lambda, \mu} \alpha_{\lambda, \mu}(t) Y_{\lambda}^{\mu}(\theta, \varphi) \right].$$

Если колебания квантованные, то их энергия определяется формулой

$$E_n = \hbar \omega_{\lambda} \sum_{\mu} \left(\frac{1}{2} + n_{\mu} \right) = \hbar \omega_{\lambda} \left(\frac{2\lambda + 1}{2} + n_{\lambda} \right). \quad (3.12)$$

Здесь λ — целое число; $|\mu| \leq \lambda$ и n_{μ} — число квантов в состоянии (λ, μ) . Число осцилляторов

$$n_{\lambda} = \sum_{\mu} n_{\mu} = 0, 1, 2, \dots$$

есть полное число таких квантов; ω_{λ} — частота колебаний, являющаяся функцией числа λ .

Главные колебательные моды при значениях $\lambda = 0$, $\lambda = 1$ и $\lambda = 2$ представлены на рис. 3.9.

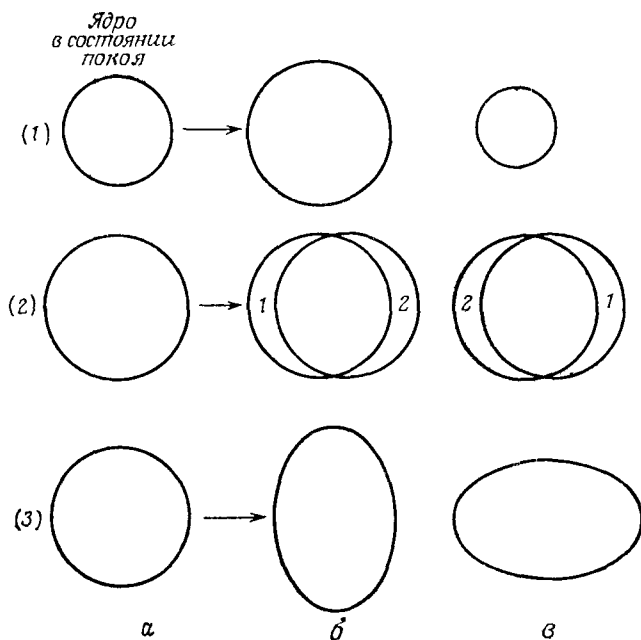


Рис. 3.9. Главные колебательные моды ядра. 1 — монополярная мода ($\lambda = 0$); 2 — дипольная мода ($\lambda = 1$); в этом случае нейтроны и протоны смещаются в противоположных направлениях; 3 — квадрупольная мода ($\lambda = 2$); в этом случае нейтроны и протоны испытывают одинаковые смещения, как и в случае монополярной моды. a — средняя форма ядра; $б$ и $в$ — форма ядра при предельных деформациях.

3.3.1. Монополярная мода ($\lambda = 0$)

Форма ядра во время колебаний остается сферической, и объем ядра осциллирует относительно его среднего равновесного положения. Такая колебательная мода называется *дыхательной*. Рассматриваемый тип колебаний является единственным, с помощью которого учитывается сжимаемость ядерной жидкости. В самом деле, частота осцилляций является функцией сжимаемости жидкости. Первые измерения таких колебаний были проведены для ядер самария ($A = 144$) и свинца ($A = 208$). Энергия возбуждения E_n имеет величину порядка $65 A^{-1/3}$ МэВ; она попадает в интервал энергий квадрупольной колебательной моды ($\lambda = 2$), чем затрудняется экспериментальное наблюдение дыхательной моды.

3.3.2. Дипольная мода ($\lambda = 1$)

Это колебания всего ансамбля протонов относительно всего ансамбля нейтронов, и наоборот. Такую колебательную моду можно возбудить, воздействуя на ядро фотонами; при этом наблюдается широкий резонанс, похожий на аналогичное явление в механике и электричестве (колебательный LC -контур). Данное явление получило название *гигантского резонанса*. Энергия возбуждения E_n близка к значению $78 A^{-1/3}$ МэВ. На рис. 3.10 изображен гигантский резонанс в случае ядра ^{208}Pb . Темными кружками представлены

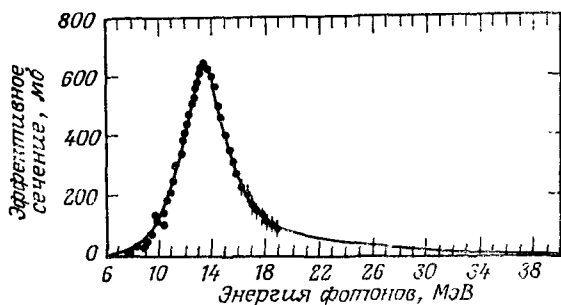


Рис. 3.10. Энергетическая зависимость эффективного сечения рассеяния фотонов на ядре свинца ^{208}Pb , выявляющая гигантский дипольный резонанс. Точками представлены экспериментальные данные, а сплошной кривой — резонанс Брейта — Вигнера *Berlman B. L., Fultz S. C., Rev. Mod. Phys.* 47, 713 (1975)].

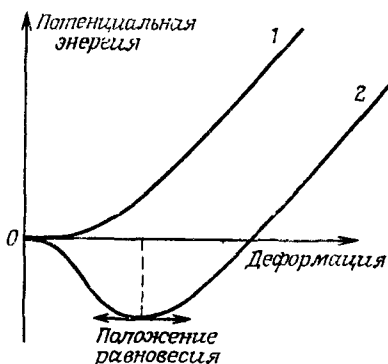
экспериментальные точки. Теоретическая кривая изображает резонанс Брейта — Вигнера. Ширина этого резонанса равна 4—5 МэВ, чем и объясняется термин «гигантский резонанс».

3.3.3. Квадрупольная мода ($\lambda = 2$)

При колебаниях такого типа сферическое ядро превращается в эллипсоид вращения, деформированный сначала вдоль одной, а затем вдоль другой оси симметрии. Энергия E_n возбуждения этой колебательной моды равна $63 A^{-1/3}$ МэВ.

Классическая модель жидкой капли дает очень грубое описание явлений ядерной физики. Это объясняется различием в порядках характеризующих их величин: капля воды диаметром 1 мкм содержит 10^{11} молекул, тогда как число нуклонов в ядре обычно не превышает 250. Последнее обстоятельство затрудняет применение макроскопических понятий. В настоящей капле толщина поверхностного слоя всегда пренебрежимо мала по сравнению с ее радиусом. В ядре же она составляет 2—3 фм, что нельзя считать пренебрежимо малым по сравнению с его радиусом.

Рис. 3.11. Зависимость потенциальной энергии стабильного ядра, имеющего сферическую равновесную форму (кривая 1), и стабильного ядра, имеющего равновесную форму эллипсоида вращения (кривая 2), от деформации, характеризуемой, например, параметром ϵ (см. § 11.1).



Колебательные моды с $\lambda = 0$, $\lambda = 1$ и $\lambda = 2$ хорошо описываются гидродинамическими моделями, учитывающими вязкость жидкости. Время жизни τ возбужденного состояния зависит от вязкости. В силу равенства $\Gamma\tau = \hbar$, измерив ширину резонанса Γ , можно определить коэффициент вязкости. Он оказался близким к коэффициенту вязкости битума ($\geq 10^8$ Пз).

3.4. Эллипсоидальные ядра и их вращательный спектр

В обобщенной модели (§ 4.8) показывается, что если в модели жидкой капли учесть движение нуклонов, то зависимость потенциальной энергии ядра от его деформации будет соответствовать кривой рис. 3.11. Это означает, что в своем основном состоянии (в минимуме кривой) ядро имеет некую остаточную деформацию по отношению к его сферической форме. Таким образом, в стационарном состоянии ядро является эллипсоидом вращения.

В то время как сферическое ядро не имеет вращательных уровней энергии, эллипсоидальное ядро, соответствующим образом возбужденное, дает спектр испускания, состоящий из *вращательных полос*. Имеется последовательность уровней, энергия E_J которых пропорциональна $J(J+1)$, где J — спин ядра.

В случае четно-четных ядер квантовое число углового момента J может принимать значения 0, 2, 4, На рис. 3.12 представлены самые низкие колебательные уровни ядра $^{180}_{72}\text{Hf}$.

Уточним все сказанное. Посмотрим сначала, как обстоит дело в классической механике. Твердое тело в состоянии вращения обладает энергией

$$E_{\text{вращ}} = \sum_{i=1}^{i=3} \frac{M_i^2}{2\zeta_i}. \quad (3.13)$$

Здесь M_1, M_2, M_3 — проекции углового момента на три главные оси твердого тела (но не на ось симметрии, соответствующую моменту J); ζ_1, ζ_2 и ζ_3 — моменты инерции по отношению к этим главным осям. Если тело обладает аксиальной симметрией, то возьмем ось симметрии в качестве третьей оси системы координат. В этом случае $\zeta_1 = \zeta_2 = \zeta$ и мы имеем

$$E_{\text{вращ}} = \frac{M_1 + M_2}{2\zeta} - \frac{M_3^2}{2\zeta_3} = \frac{M^2}{2\zeta} - \frac{M_3^2}{2\zeta} + \frac{M_3^2}{2\zeta_3}, \quad (3.14)$$

где M — проекция полного углового момента твердого тела на ось симметрии.

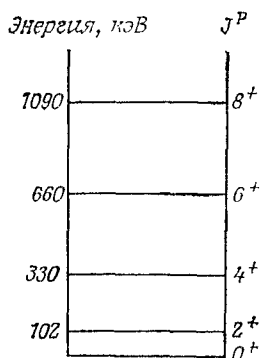


Рис. 3.12. Низшие вращательные уровни энергии ядра $^{208}_{72}\text{Hf}$. Справа указаны соответствующие значения углового момента и четности.

В случае твердого тела моменты инерции ζ и ζ_3 являются константами, не зависящими от скорости его вращения.

Если перенести все это на квантовомеханический случай, то мы получим

$$\begin{aligned} \mathbf{M} &= \hbar \mathbf{J}, \\ |\mathbf{M}|^2 &= J(J+1)\hbar^2, \\ M_3 &= \hbar K, \end{aligned}$$

где $K \leq J$.

Выражение (3.14) следует заменить выражением

$$E_{\text{вращ}} = \frac{\hbar^2 J^2}{2\zeta} + E_0(K) = \frac{\hbar^2 J(J+1)}{2\zeta} + E_0(K), \quad (3.15)$$

где $J = K, K+1$ и т. д., а $E_0(K)$ — константа.

В случае четно-четных ядер число K должно равняться нулю и выражение (3.15) принимает вид

$$E_{\text{вращ}} = \frac{\hbar^2 J^2}{2\zeta} = \frac{\hbar^2 J(J+1)}{2\zeta}, \quad (3.16)$$

причем J принимает значения $0, 2, 4, \dots$. Вращательный спектр ядра $^{180}_{72}\text{Hf}$ иллюстрирует это свойство (см. рис. 3.12).

Зарегистрировав экспериментально этот спектр, по формуле (3.16) можно найти величину ζ и таким образом получить информацию о форме ядра в его основном состоянии. Однако имеется более надежный метод исследования формы ядра: измерение его *электрического квадрупольного момента*.

3.5. Эллипсоидальные ядра и их электрический квадрупольный момент

Частица и система частиц должны обладать целым рядом мультипольных моментов, поочередно электрических и магнитных: электрический монополь (электрический заряд), магнитный диполь, электрический квадруполь и т. д.

Магнитный монополь предсказывается теорией великого объединения (§ 2.10.3), но экспериментально еще не наблюдался.

Электрический дипольный момент ядер равен нулю с точностью до ошибок эксперимента. Вследствие неинвариантности относительно обращения времени у нейтрона может быть отличный от нуля электрический дипольный момент, но чрезвычайно малый (§ 4.1.2).

Электрический квадрупольный момент сферического ядра, очевидно, равен нулю. В противоположность этому электрический квадрупольный момент эллипсоидальных ядер отличен от нуля.

3.5.1. Классическая механика

Рассмотрим в прямоугольной системе координат (x, y, z) ядро с плотностью электрического заряда $\rho(x, y, z)$. Начало координат поместим в центр заряда ядра, который по предположению совпадает с центром масс (центром «тяжести»). Элементарный заряд равен $dq = \rho dV$. Пусть $V(x, y, z)$ — электрический потенциал, определенный во всей области пространства, где находится рассматриваемое ядро.

Вычислим энергию взаимодействия E распределения заряда с внешним электрическим полем, заданным потенциалом V . Эта энергия определяется формулой

$$E = \iiint V(x, y, z) dq. \quad (3.17)$$

Разложим потенциал $V(x, y, z)$ в ряд Тейлора в окрестности нулевой точки и ограничимся членами второго порядка малости. Получим

$$\begin{aligned}
 E = & V_{(0)} \iiint dq + \\
 & + \left(\frac{\partial V}{\partial x} \right)_0 \iiint x dq + \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right)_0 \iiint y dq + \left(\frac{\partial V}{\partial z} \right)_0 \iiint z dq + \\
 & + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \right)_0 \iiint x^2 dq + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial y^2} \right)_0 \iiint y^2 dq + \\
 & + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \right)_0 \iiint z^2 dq + \\
 & + \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x \partial y} \right)_0 \iiint xy dq + \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x \partial z} \right)_0 \iiint xz dq + \\
 & + \left(\frac{\partial^2 V}{\partial y \partial z} \right)_0 \iiint yz dq + \\
 & + \text{члены более высокого порядка малости (которыми мы пренебрегаем)}
 \end{aligned} \tag{3.18}$$

Легко интерпретировать все члены в этом выражении. Строка 1 дает энергию точечного заряда $q = \iiint dq$ в потенциальном поле $V_{(0)}$.

Три члена строки 2 представляют собой энергию электрического диполя с составляющими (x, y, z) , помещенного в электрическое поле, описываемое потенциалом V .

Слагаемые строк 3 — 6 как раз и являются теми, которые нас интересуют: они описывают часть энергии взаимодействия E_Q , обусловленную наличием квадрупольного момента у ядра. Шесть слагаемых соответствуют шести компонентам этого момента в прямоугольной системе координат. Выражение достаточно сложное. Мы можем его упростить, задав наличие определенных симметрий у ядра. Предположим, что ядро имеет форму эллипсоида вращения, причем ось Oz направлена по оси вращения. Для упрощения предположим далее, что по этой же оси направлен вектор $\mathbf{J}$. Соответствующий электрический квадрупольный момент обозначим через Q_J .

В силу наложенных условий симметрии три интеграла, в которые входят произведения xy , xz , и yz , обращаются в нуль. Интеграл от функции x^2 равняется интегралу от функции y^2 . Таким образом, получаем

$$\begin{aligned}
 E_Q = & \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \right)_0 + \left(\frac{\partial^2 V}{\partial y^2} \right)_0 \right] \iiint \frac{x^2 + y^2}{2} + \frac{1}{2} \times \\
 & \times \left(\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \right)_0 \iiint z^2 dq.
 \end{aligned} \tag{3.19}$$

Применим уравнение Лапласа и положим $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$. Получим

$$E_Q = \frac{1}{4} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \right)_0 \iiint (3z^2 - r^2) \rho \, dV.$$

Назовем электрическим квадрупольным моментом величину

$$Q_J = \frac{1}{e} \iiint (3z^2 - r^2) \rho \, dV, \quad (3.20)$$

где e — элементарный электрический заряд. Такое определение позволяет придать квадрупольному моменту размерность квадрата длины, т. е. выразить его в барнах. Таким образом, имеем

$$E_Q = \frac{e}{4} \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} Q_J.$$

Для сферического ядра $Q_J = 0$. Рассмотрим эллипсоид вращения, и пусть a и b будут полуосями эллипсоида, причем полуось b направлена вдоль Oz . Если плотность электрического заряда $\rho(x, y, z)$ является константой, то для ядер с атомным номером Z получаем

$$Q_J = \frac{2}{5} Z (b^2 - a^2). \quad (3.21)$$

Отсюда следует, что $Q_J > 0$ при $b > a$, т. е. в случае эллипсоида, вытянутого вдоль оси Oz . В то же время $Q_J < 0$ при $b < a$, т. е. в случае эллипсоида, сплюснутого вдоль оси Oz .

Пусть R_0 — радиус, которым обладало бы то же самое ядро в случае сферической формы, а ΔR_0 — изменение радиуса относительно величины R_0 вдоль оси Oz . В первом приближении получим

$$Q_J = \frac{4}{5} Z R_0^2 \frac{\Delta R_0}{R_0}. \quad (3.22)$$

Таким образом, измерив электрический квадрупольный момент ядра, можно найти величину ΔR_0 .

3.5.2. Квантовая механика

Нужно заменить плотность заряда $\rho(x, y, z)$ плотностью вероятности присутствия протонов в любой точке ядра, т. е. величиной $|\Psi(x, y, z)|^2$, нормированной на зарядовую плотность протонов. В результате получим

$$Q_J = \frac{1}{e} \iiint (3z^2 - r^2) |\Psi(x, y, z)|^2 \, dv. \quad (3.23)$$

3.5.3. Экспериментальное значение электрического квадрупольного момента

Эксперимент, однако, дает не величину Q_J . В самом деле, ось, относительно которой проводятся измерения, не совпадает с вектором $\mathbf{J}$; это ось квантования, проекции углового момента $\mathbf{J}$ на которую характеризуются квантовым магнитным числом m_J . Обозначим через Q измеряемое значение электрического квадрупольного момента, которое является средним квантовомеханическим значением.

Пусть φ — угол между осью квантования и вектором $\mathbf{J}$:

$$\cos \varphi = \frac{m_J}{\sqrt{J(J+1)}}.$$

В результате получаем

$$Q = Q_J \frac{3m_J^2 - J(J+1)}{2J(J+1)}. \quad (3.24)$$

В частном случае $m_J = J$ имеем

$$Q = Q_J \frac{J - (1/2)}{J + 1}. \quad (3.25)$$

Очевидно, что при $J = 1/2$ эксперимент даст значение $Q = 0$.

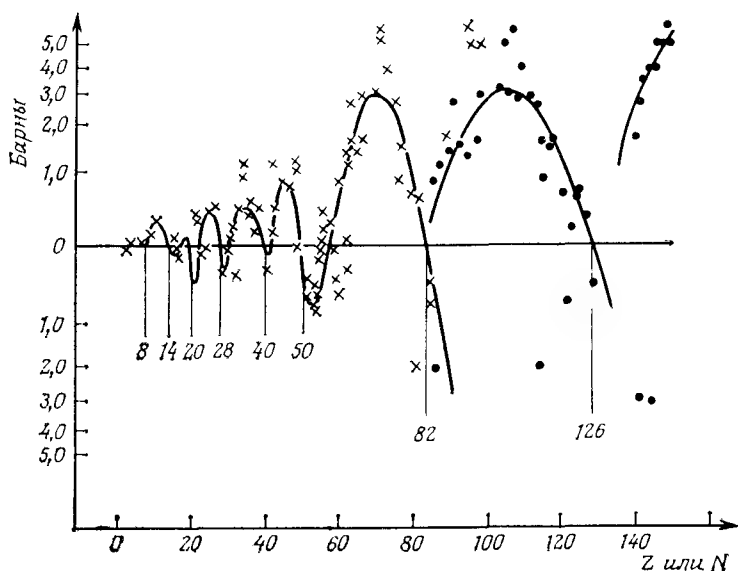


Рис. 3.13. Электрические квадрупольные моменты ядер с четным числом протонов и нейтронов.

В большинстве случаев экспериментальные значения Q оказываются отличными от нуля; это указывает на отличие от сферической формы большинства ядер — всех, кроме небольшого числа ядер с магическими числами нуклонов. Наибольшее значение Q (+8 б) имеет ядро $^{176}_{71}\text{Lu}$; отсюда следует, что $\Delta R_0/R_0 = 26\%$. Для дейтрона $Q = +0,00282 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ и $\Delta R_0/R_0 = 0,04$; его можно представить себе как эллипсоид, осью вращения которого является главная ось.

На рис. 3.13 представлены электрические квадрупольные моменты наиболее стабильных ядер, т. е. ядер, имеющих четное число протонов и нейтронов; их стабильность является прекрасным подтверждением той роли, которую играют магические числа.

3.6. Недостатки капельной модели ядра

Периодичность значений электрических квадрупольных моментов ядер не находит объяснения в рамках модели жидкой капли. И это не единичный случай. Многочисленные экспериментальные данные, касающиеся различных областей ядерной физики, указывают на периодическую зависимость свойств ядер от числа содержащихся в них нуклонов. Ядра, содержащие 2, 8, 20, (28), 50, 82, 126 нуклонов одного сорта (протонов или нейтронов), оказываются особенно стабильными. Эти числа после их открытия были названы «магическими», поскольку были не понятны причины стабильности подобных ядер.

Эти числа соответствуют заполненным нуклонным оболочкам. Точно так же как электроны в атоме, нуклоны в ядрах размещаются в оболочках с ограниченным числом возможных состояний. Оболочки полностью заполнены, когда число находящихся на них нуклонов равно одному из магических чисел. Так же как и атомы инертных газов, электронные оболочки которых полностью заполнены, ядра с магическим числом нуклонов оказываются наиболее стабильными. Ядро ^{208}Pb в этом смысле особенно замечательно, так как содержит 82 протона и 126 нейтронов, т. е. является дважды магическим.

Хорошая модель должна предсказывать насыщение уровней при числе нуклонов, равном магическому числу. Квантовая механика позволяет построить такие модели.

Квантовые числа нуклонов и ядер, модели ядер

Рассмотрев нуклон в свободном состоянии, мы затем перейдем к системе двух связанных нуклонов. Одновременно покажем, что рассеяние нуклонов на ядрах позволяет получить многочисленные сведения об их структуре. Мы ограничимся рассеянием нейтронов на протонах.

Каждый нуклон в ядре характеризуется четырьмя квантовыми числами, и векторная модель дает основные характеристики ядра: угловой момент, магнитный дипольный момент, четность и изоспин. Упрощающее предположение о том, что нуклоны в ядре не взаимодействуют друг с другом, приводит к оболочечной модели ядра, хорошо описывающей его основное состояние и возбужденные уровни, занимаемые одним нуклоном. Обобщенная модель Бора и Моттельсона позволяет примирить такую оболочечную модель с «макроскопическим» описанием ядра как жидкой капли.

Недавно была предложена модель взаимодействующего бозона, оказавшаяся исключительно плодотворной. Ее изложением мы закончим данную главу.

4.1. Свободный нуклон

Мы уже знаем некоторые характеристики нуклона: это фермион со спином $1/2$, а потому он внутри ядра подчиняется принципу Паули; его внутренняя четность равна $+1$. Сначала опишем нуклон в свободном состоянии, указав его магнитный дипольный момент, а в случае нейтрона — существующую на сегодняшний день оценку его электрического дипольного момента.

4.1.1. Магнитный дипольный момент

Всякая *точечная* частица со спином $1/2$, обладающая массой покоя m и зарядом e , имеет магнитный дипольный момент, равный $eh/2mc$.

Так, например, магнитный дипольный момент электрона равен магнетону Бора

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e c} = 9,274078(36) \cdot 10^{-24} \text{ Дж} \cdot \text{Тл}^{-1} \pm 3,9 \cdot 10^{-4} \% . \quad (4.1)$$

Магнитные моменты всех заряженных частиц измеряются в магнетонах Бора¹⁾.

Если в выражении для магнетона Бора заменить массу электрона m_e массой протона m_p , то мы получим величину, в 1838 раз меньшую, называемую ядерным магнетоном μ_N , которая используется в качестве единицы измерения магнитных моментов нуклонов и ядер:

$$\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p c} = 5,05082420 \cdot 10^{-27} \text{ Дж} \cdot \text{Тл}^{-1} \pm 3,9 \cdot 10^{-4} \% . \quad (4.2)$$

Названные частицы, не являющиеся точечными, имеют магнитные дипольные моменты, отличные от ядерного магнетона. Этот факт в числе прочих и привел к мысли о наличии внутренней структуры у нуклона.

Кварк с зарядом q_i и с массой m_Q является точечной частицей, и его дипольный магнитный момент равен

$$\mu_Q = \frac{q_i e \hbar}{2m_Q c} . \quad (4.3)$$

В рамках кварковой модели нуклонов показывается, что магнитный дипольный момент нуклона равен

$$\begin{aligned} \mu_p &= \frac{1}{3} (4\mu_u - \mu_d) && \text{для протона,} \\ \mu_n &= \frac{1}{3} (3\mu_d - \mu_u) && \text{для нейтрона.} \end{aligned} \quad (4.4)$$

Здесь μ_u и μ_d — магнитные моменты кварков u и d , соответственно. Положив $m_d = m_u$, получим $\mu_u = -2\mu_d$. Отсюда следует, что

$$\frac{\mu_n}{\mu_p} = -\frac{2}{3} .$$

На основании экспериментальных данных было получено следующее значение:

$$\frac{\mu_n}{\mu_p} = -0,68497945 \pm 58 \cdot 10^{-8} .$$

Этот результат прекрасно согласуется с проведенной нами простейшей численной оценкой.

¹⁾ Магнитный дипольный момент электрона не равняется в точности магнетону Бора. Он равен $(1,001159652209 \pm 31 \cdot 10^{-12})\mu_B$.

Для измерения μ_p можно воспользоваться методом, аналогичным опыту Штерна — Герлаха для электрона, однако значительно более точные результаты дает метод ядерного магнитного резонанса с пучком протонов. Самое точное измеренное значение таково:

$$\mu_p = (2,7928456 \pm 0,0000011) \mu_N.$$

4.1.2. Возможный электрический дипольный момент нейтрона

Пусть $\mathbf{J}$ — спиновый угловой момент нейтральной частицы, в которой центр распределения положительного заряда не совпадает с центром распределения отрицательного заряда. Радиус-вектор, соединяющий эти два центра, дается выражением

$$\mathbf{x} = \gamma \mathbf{J}.$$

Электрический дипольный момент определяется по формуле $\mathbf{D} = e\mathbf{x}$. При обращении времени радиус-вектор $\mathbf{x}$ не меняется, а вектор спина $\mathbf{J}$ переходит в $-\mathbf{J}$, тогда как электрический дипольный момент $\mathbf{D}$ не изменяется, поскольку при обращении времени не меняется электрический заряд. Таким образом, существование электрического дипольного момента у нейтрона явилось бы доказательством нарушения T -инвариантности (§ 5.9).

Это нарушение предсказывается едиными теориями взаимодействий элементарных частиц, согласно которым величина $|\mathbf{D}|$ должна быть порядка $10^{-29} \text{ е} \cdot \text{см}$.

Недавно реализованная возможность получения ультрахолодных нейтронов (§ 10.5) и поддержания их в этом состоянии в вакууме в течение более 45 мин позволяет проводить очень точные измерения. Суть метода в том, чтобы обнаружить очень малые изменения энергии холодного нейтрона при наложении очень сильного электрического поля. Точность эксперимента определяется соотношением неопределенностей

$$e|\delta\mathbf{x}| E_\tau \geq \hbar,$$

где E_τ — энергия, затрачиваемая внешним электрическим полем, за время τ работы установки, а $\delta\mathbf{x}$ — неопределенность длины диполя. При работе установки в течение нескольких месяцев и при использовании большого числа частиц точность измерения величины $\delta\mathbf{x}$ должна достигать 10^{-26} см . Понятно, что достичь столь высокой точности исключительно трудно. В Институте Лауэ — Ланжевена (Гренобль, Франция) была получена верхняя граница для электрического дипольного момента нейтрона, равная $10^{-24} \text{ е} \cdot \text{см}$.

Можно лучше представить себе, насколько мала величина $\mathbf{D}$, если оценить порядок величины соответствующего распределения электрического заряда. Предположим, что дипольный момент $\mathbf{D}$

обусловлен тем, что положительный заряд распределен по поверхности одной полусферы нейтрона, а отрицательный заряд — по поверхности другой полусферы. Измерив деформацию, вызываемую таким распределением заряда, мы измерили бы фактически D . Но деформации, соответствующие различию в зарядах $10^{-24} e$, столь малы, что если бы диаметр нейтрона был равен диаметру Земли, то высота такого выступа не превышала бы нескольких сотых миллиметра!

В самых последних экспериментах с ультрахолодными нейтронами получен результат

$$|D| < 6 \cdot 10^{-25} e \cdot \text{см.}$$

4.2. Рассеяние нейтрона на протоне

Мы ограничимся рассмотрением только этого процесса рассеяния, самого интересного с точки зрения получения сведений о сильном взаимодействии, поскольку электромагнитное взаимодействие между нейтроном и протоном здесь можно не учитывать. На рис. 4.1 приведен график зависимости эффективного сечения рассеяния от энергии начальных нейтронов (в лаб. системе), которая изменялась в пределах от 1 до 10^8 эВ. До энергий $\sim 10^4$ эВ сечение практически не меняется и равно 20,4 б, поскольку вклад в сечение дает только одна парциальная волна — с $l = 0$ (§ 1.4.2). При более высоких энергиях число парциальных волн, дающих вклад в сечение, увеличивается и эффективное сечение перестает быть константой.

Путем анализа сечения и углового распределения рассеянных частиц в области плато ($l = 0$) можно определить фазу δ_0 (§ 1.4.2). На рис. 4.2 приведен график зависимости δ_0 (в градусах) от энергии налетающих нейтронов в случае их рассеяния в синглетном состоянии S_0 (спины нейтрона и протона противоположно направлены) и в триплетном состоянии S_1 (спины нейтрона и протона параллельны). Приведенная масса системы равна $\mu = \mu_n/2$.

При энергии T_n нейтрона волновое число k относительного движения можно определить, приравняв энергию в системе ЦМ, равную $T_n/2$, энергии, выраженной через нерелятивистский импульс, $\hbar^2 k^2/2\mu$. В результате получаем

$$k^2 = \frac{2\mu}{\hbar^2} \frac{T_n}{2}. \quad (4.5)$$

При энергии нейтронов 1 МэВ соответствующая длина волны равна $\lambda = 1/k = 9,1 \cdot 10^{-15}$ м, что намного больше радиуса действия ядерных сил, и предположение о преимущественном вкладе во взаимодействие парциальной волны с $l = 0$ полностью оправдано. По-видимому, можно считать, что такое положение имеет место до энергий T_n , близких к 10 МэВ.

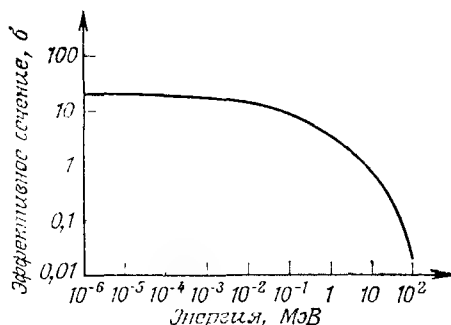
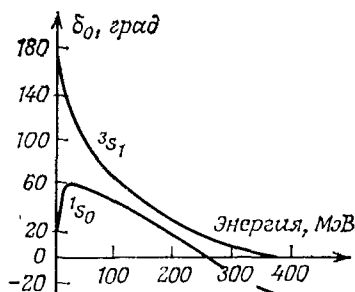


Рис. 4.1. Эффективное сечение упругого рассеяния нейтронов на водороде.

Рис. 4.2. Зависимость сдвига фаз δ_0 для парциальной волны с $l=0$ от энергии нейтрона в случае нейтрон-протонного рассеяния. При их взаимодействии в синглетном (S_0) состоянии спины протона и нейтрона противоположно направлены, а в случае их взаимодействия в триплетном (S_1) состоянии спины протона и нейтрона параллельны



Рассмотрим сферически-симметричный потенциал взаимодействия с глубиной V_0 , отличный от нуля в области радиусом R . Радиальная часть волновой функции нейтронов дается формулой

$$u_l(r) = r\Psi_l(r) = \frac{A}{k} \sin kr. \quad (4.6)$$

Выражение для конечной волны можно получить, исходя из формулы (1.21) при $l=0$, положив (в случае упругого рассеяния) $\eta=1$:

$$u_l(r) = r\Psi_l(r) = [A \exp(i\delta_0)/k] \sin(kr + \delta_0).$$

Здесь δ_0 — сдвиг фазы волны, обусловленный взаимодействием, который всегда положителен в случае потенциала притяжения. Полное эффективное сечение упругого рассеяния в соответствии с формулой (1.25) равно

$$\sigma_{\text{упр}}^0 = \frac{4\pi}{k^2} \sin^2 \delta_0, \quad (4.7)$$

причем

$$\frac{\operatorname{tg} \delta_0}{k} = -a(k). \quad (4.8)$$

В пределе при $k=0$ имеем $a(k) = a$, где a — длина рассеяния. По абсолютной величине при $\delta_0 \approx \operatorname{tg} \delta_0$ длина рассеяния равняется

амплитуде рассеяния волны, определяемой формулой (1.23): это амплитуда волны, *рассеянной* на потенциальной яме, при амплитуде падающей волны, равной единице.

Таким образом, в пределе нулевых энергий эффективное сечение рассеяния определяется формулой

$$\sigma_{\text{упр}}^0 = 4\pi a^2. \quad (4.9)$$

В столкновениях неполяризованных нейтронов с протонами возможны четыре различные комбинации их спинов $\hbar s = \hbar (1/2)$. Три из этих комбинаций соответствуют триплетному состоянию 3S_1 , а одна — синглетному состоянию 1S_0 . Таким образом, относительный вес этих состояний равен $3/4$ и $1/4$. Пусть a_t и a_s — длины рассеяния в триплетном и синглетном состояниях. Используя формулы (4.7) и (4.8), получаем

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{упр}}^0 &= \frac{4\pi}{k^2} \left[\frac{3}{4} \sin^2 \delta_{0t} + \frac{1}{4} \sin^2 \delta_{0s} \right] = \\ &= \frac{4\pi}{k^2} \left[\frac{3}{4(1 + \text{ctg}^2 \delta_{0t})} + \frac{1}{4(1 + \text{ctg}^2 \delta_{0s})} \right] = \\ &= \pi \left[\frac{3}{b^2 + \frac{1}{a_t^2}} + \frac{1}{k^2 + \frac{1}{a_s^2}} \right] \end{aligned}$$

При $k = 0$ эффективное сечение становится равным

$$\sigma_{\text{упр}}^0 = \pi (3a_t^2 + a_s^2). \quad (4.10)$$

Измерения дают, как мы уже говорили, значение, равное 20,4 б.

При более высоких энергиях эффективное сечение рассеяния зависит от энергии. Принято разлагать величину $1/a$ в ряд по степеням k^2 . В результате получаем

$$k \text{ctg} \delta_0 = -\frac{1}{a} + \frac{1}{2} r_0 k^2 + \dots,$$

где r_0 — *эффективный пробег*; это среднее расстояние, на котором взаимодействуют нейтрон и протон. Эффективное сечение рассеяния записывается в виде

$$\sigma_{\text{упр}}^0 = \pi \left\{ \frac{3}{k^2 + \left(\frac{1}{a_t} - \frac{1}{2} r_{0t} k^2 \right)^2} + \frac{1}{k^2 + \left(\frac{1}{a_s} - \frac{1}{2} r_{0s} k^2 \right)^2} \right\}.$$

Эта формула прекрасно согласуется с имеющимися экспериментальными данными до энергий нейтронов порядка 10 МэВ.

Если рассмотреть амплитуду рассеяния только в триплетном состоянии, то мы получим для эффективного сечения значение, равное 2 б, а не 20,4 б, что ясно указывает на *сильную зависимость*

потенциала взаимодействия от взаимной ориентации спинов. Эти результаты очень ценны с точки зрения понимания характера сил ядерного взаимодействия. Для синглетного состояния 1S_0 (спины антипараллельны) сила взаимодействия меньше, чем для триплетного состояния 3S_1 (спины параллельны). Исследования свойств дейтрона подтверждают такой вывод.

4.3. Система двух нуклонов, дейтрон

Интересно применить к дейтрону модель прямоугольной потенциальной ямы и показать, как простые квантовомеханические расчеты позволяют определить основные характеристики этого ядра.

4.3.1. Экспериментальные данные

Рассмотрим основные характеристики дейтрона.

4.3.1.1. *Энергия связи.* Она определяется в реакции $^1_0\text{H} (n, \gamma) ^2_1\text{H}$. Пучок медленных нейтронов направляется на водородную мишень, и с возможно более высокой точностью измеряется энергия образующихся γ -квантов. Для этого применяют спектрометры с кристаллом кварца, аналогичные тем, которые используются для измерения энергии γ -квантов рентгеновского излучения. Было получено значение

$$E_{\text{св}} = (2,22462 \pm 0,00150) \text{ МэВ.}$$

4.3.1.2. *Магнитный дипольный момент.* Методы магнитного резонанса дают возможность определить отношение магнитного момента дейтрона к магнитному моменту протона с точностью 10^{-8} :

$$\frac{\mu_d}{\mu_p} = 0,307012192 \pm 0,000000015.$$

Кроме того, водородный мазер позволяет сравнить величину μ_d с магнетоном Бора:

$$\frac{\mu_d}{\mu_B} = 1,521032181 (15) \cdot 10^{-3}.$$

В результате получаем

$$\mu_d = (0,857411 \pm 0,000019) \mu_N.$$

Таким образом, величина μ_d не равна сумме магнитных дипольных моментов протона μ_p и нейтрона μ_n , которая составляет $0,87956 \mu_N$, т. е. отличается от нее на 2,5 %. По-видимому, орбитальное движение двух нуклонов в дейтроне происходит таким образом, что реализуется преимущественно состояние 3S_1 , в котором спины нуклонов параллельны, но не только одно это состояние.

4.3.1.3. *Угловой момент, четность.* Экспериментально получено значение $J = 1$, из чего следует, что орбитальный момент l нуклонов может быть равен 0, 1 или 2. Эксперимент показал, что четность дейтрона положительна. Таким образом, правилом отбора $(-1)^l$ (§ 2.3.3) исключается значение $l = 1$. Единственно разрешенными являются S - и D -состояния. Состояние 3S_1 доминирует, но имеется небольшая примесь 3D_1 -состояния, обусловленного наличием D ($l = 2$)-волны.

Волновая функция дейтрона является суперпозицией векторов этих двух состояний:

$$\Psi = a'_S \Psi({}^3S) + a'_D \Psi({}^3D). \quad (4.11)$$

Здесь $\Psi(S)$ и $\Psi(D)$ — волновые функции этих двух состояний с коэффициентами a'_S и a'_D , подчиняющимися условию $a'^2_S + a'^2_D = 1$. Их значения определяются сопоставлением теоретических выражений с экспериментальными значениями магнитного дипольного момента и электрического квадрупольного момента дейтрона. Оптимальное отношение a'^2_D/a'^2_S этих коэффициентов равно 0,04. Смесь состояний теоретически описывается добавлением к сферически-симметричному потенциалу взаимодействия, т. е. к *центральному потенциалу, тензорного потенциала*, зависящего от углов между векторами спинов нейтрона и протона и соединяющим эти частицы радиус-вектором (§ 1.2).

4.3.1.4. *Размеры и форма дейтрона.* Метод рассеяния релятивистских электронов в дейтерии позволил определить среднеквадратичный радиус $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ распределения электрического заряда в дейтроне, который оказался равным 2,15 фм. Дейтрон имеет положительный электрический квадрупольный момент Q (§ 1.2), из чего следует, что он имеет вытянутую форму сигары.

4.3.2. Теоретическое описание дейтрона

4.3.2.1. *Исходные положения.* Поскольку система обладает сферической симметрией, ее волновая функция имеет вид

$$\Psi = \frac{u}{r} Y(\theta, \varphi), \quad (4.12)$$

где u — решение уравнения для радиальной функции, на которой основано наше дальнейшее рассмотрение. Это уравнение имеет вид

$$\frac{d^2 u}{dr^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left[E - V - \frac{l(l+1)\hbar^2}{2mr^2} \right] u = 0. \quad (4.13)$$

Здесь m — приведенная масса системы из двух нуклонов: $m = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$. Она равна половине массы нуклона. Член $[l(l+1)\hbar^2]/2mr^2$ есть центробежный потенциал, производная

которого по переменной r аналогична центробежной силе в механике. При $l = 0$ этот потенциал равен нулю; E — энергия системы ($E = -E_{\text{св}}$).

Таким образом, уравнение для u можно представить в виде

$$\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 u}{dr^2} - V u = E_{\text{св}} u. \quad (4.14)$$

Рассмотрим самый простой случай потенциала в виде прямоугольной ямы с отталкивающей центральной сердцевиной (рис. 4.3). В области $r < c$ (область 1) мы имеем отталкивание и потенциал V равен бесконечности. В области $c < r < c + b$ (область 2) потенциал постоянен и равен $-V_0$. В области $r > c + b$ (область 3) потенциал $V(r)$ равен нулю.

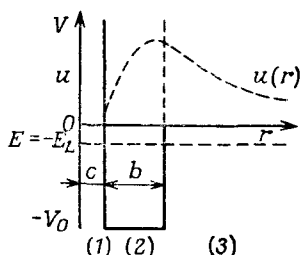


Рис. 4.3. Аппроксимация межуклоинного ядерного потенциала в дейтроне прямоугольной потенциальной ямой с отталкивающей сердцевиной. Штриховой линией показан ход изменения радиальной волновой функции дейтрона при данном потенциале.

Задача состоит в том, чтобы найти решение для u , рассматривая V_0 , b и c в качестве подгоночных параметров.

4.3.2.2. Решение уравнения.

1. Рассмотрим область 1. Уравнение для этой области имеет вид

$$\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 u}{dr^2} + (V_0 - E_{\text{св}}) u = 0. \quad (4.15)$$

Его решение таково:

$$u_2 = a' e^{iKr} + a'' e^{-iKr}, \quad (4.16)$$

причем волновое число равно

$$K = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(V_0 - E_{\text{св}})}. \quad (4.17)$$

Должно выполняться граничное условие $u = 0$ при $r = c$. Таким образом, получаем

$$u_2 = A \sin K(r - c), \quad (4.18)$$

где A — нормировочный множитель.

2. Рассмотрим область 3, в которой уравнение принимает вид

$$\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2 u}{dr^2} - E_{\text{св}} u = 0. \quad (4.19)$$

Решением является функция

$$u_3 = b' e^{i\kappa r} + b'' e^{-i\kappa r} \quad (4.20)$$

с волновым числом

$$\kappa = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2mE_{\text{св}}}. \quad (4.21)$$

Должно выполняться граничное условие $u = 0$ при $r = \infty$. Таким образом, получаем

$$u_3 = B e^{-\kappa r}, \quad (4.22)$$

где B — нормировочный множитель.

Волновая функция Ψ находится немедленно по известному r . Более того, при нормированной радиальной функции u волновая функция Ψ также оказывается нормированной. Таким образом, мы можем рассматривать только функцию u .

Из граничных условий следует, что при $r = c + b$ должны быть равны не только функции u_2 и u_3 , но и их первые производные. Это приводит к уравнениям

$$\begin{aligned} AK \cos Kb &= -\kappa B e^{-\kappa(c+b)}, \\ A \sin Kb &= B e^{-\kappa(c+b)}. \end{aligned} \quad (4.23)$$

Разделив почленно первое уравнение на второе, получаем

$$K \operatorname{ctg} Kb = -\kappa, \quad (4.24)$$

или

$$\operatorname{tg} Kb = -\frac{K}{\kappa} = -\left[\frac{V_0 - E_{\text{св}}}{E_{\text{св}}} \right]^{1/2}. \quad (4.25)$$

Таким образом, мы установили соотношение между подгоночными параметрами V_0 и b , которое позволяет по заданному значению V_0 определить параметр b . Это соотношение представлено графически кривой a на рис. 4.4. Например, если мы положим $V_0 = 40$ МэВ, то получим $K = 0,955 \text{ фм}^{-1}$, $\kappa = 0,232 \text{ фм}^{-1}$, $b = 1,895 \text{ фм}$. Для вычисления V_0 необходимо еще одно соотношение.

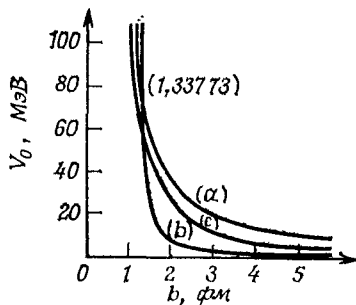


Рис. 4.4 Определение параметров V_0 и b ядерного потенциала дейтрона. Кривая a построена по экспериментальным значениям энергии связи дейтрона, а кривая b — по экспериментальным значениям электромагнитного радиуса дейтрона

4.3.2.3. Нормировка радиальной волновой функции. Необходимо вычислить нормировочные множители A и B , исходя из условия нормировки:

$$A^2 \int_c^{c+b} \sin^2 K(r-c) dr + B^2 \int_{c+b}^{\infty} e^{-2\kappa r} dr = 1. \quad (4.26)$$

Отсюда получаем

$$A^2 = \frac{2\kappa}{1 + \kappa b}, \quad (4.27)$$

$$B^2 = \frac{2\kappa (\sin^2 \kappa b) e^{2\kappa(c+b)}}{1 + \kappa b}. \quad (4.28)$$

Определив константы A и B , можно вычислить среднеквадратичное расстояние $\langle r_d^2 \rangle$ от протона до центра масс дейтрона. Это расстояние, равное половине расстояния между протоном и нейтроном, вычисляется по формуле

$$\langle r_d^2 \rangle = \frac{A^2}{4} \int_c^{c+b} r^2 \sin^2 \kappa(r-c) dr + \frac{B^2}{4} \int_{c+b}^{\infty} r^2 e^{-2\kappa r} dr. \quad (4.29)$$

С помощью формулы (4.24) и найденных значений A и B получаем

$$\begin{aligned} \langle r_d^2 \rangle = & \frac{1}{8\kappa^2} - \frac{1}{8K^2} + \frac{(2c+b)(1+\kappa b)}{8\kappa} + \\ & + \frac{c^2}{4} - \frac{\kappa b^3}{24(1+\kappa b)} + \langle r_p^2 \rangle. \end{aligned} \quad (4.30)$$

Здесь $\langle r_p^2 \rangle$ — подгоночный параметр, учитывающий конечные размеры протона.

Мы установили новое соотношение между параметрами V_0 и b , которое будет совершенно определенным, коль скоро известны значения $\langle r_d^2 \rangle$ и $\langle r_p^2 \rangle$, найденные в экспериментах по рассеянию быстрых электронов на водороде.

Приняв для параметров значения $c = 0,4$ фм, $\langle r_p^2 \rangle^{1/2} = 0,8$ фм и $\langle r_d^2 \rangle^{1/2} = 2,15$ фм, мы получим функцию, представленную кривой b на рис. 4.4. Кривые a и b пересекаются в точке, координатами которой определяются глубина потенциальной ямы и ее ширина: $V_0 = 73$ МэВ, $b = 1,337$ фм.

Данное значение V_0 слишком велико. Однако мы можем действовать несколько иначе. Если волновую функцию внутри потенциальной ямы взять в виде синусоидальной функции с аргументом,

меняющимся от 0 до $\pi/2$, то мы получим следующее соотношение между волновым числом K и шириной потенциальной ямы b :

$$Kb = \frac{\pi}{2}.$$

Отсюда

$$b^2 \approx \frac{1}{K^2} \left(\frac{\pi}{2} \right)^2 = \frac{\hbar^2}{2m} \frac{1}{V_0 - E_{\text{св}}} \left(\frac{\pi}{2} \right)^2. \quad (4.31)$$

При нулевой энергии связи отсюда получаем

$$V_0 b^2 = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\pi}{2} \right)^2 = 102 \text{ МэВ} \cdot \text{фм}^2.$$

Эта функция представлена кривой c на рис. 4.4. Точка пересечения этой кривой с кривой b дает значение V_0 , меньшее вычисленного ранее.

Все изложенное выше соответствует лишь первому приближению, в котором значения V_0 оказываются слишком большими. Можно провести более точные расчеты с различными ядерными потенциалами. Уточненные вычисления дают следующие значения: $K = 0,938 \text{ фм}^{-1}$; $\kappa = 0,232 \text{ фм}$; $b = 1,93 \text{ фм}$; $V_0 = 38,5 \text{ МэВ}$.

4.4. Квантовые числа нуклонов, находящихся внутри ядра

Решение уравнения Шредингера в случае ядерного потенциала в виде прямоугольной ямы характеризуется определенными значениями квантовых чисел. Это решение находится так же, как и в случае уравнения Шредингера, описывающего движение электронов по орбитам в атоме. Свойства квантовых чисел нуклонов, образующих дейтрон, приведены в табл. 4.1.

4.4.1. Главное квантовое число n и радиальное квантовое число n_r

Как и в теории Бора, главное квантовое число вводится для описания нуклонных оболочек и возможных нуклонных орбит. Оно может принимать целые значения 1, 2, 3, 4, В дополнение к этому числу вводится радиальное квантовое число n_r , впервые использованное Зоммерфельдом для нумерации эллиптических орбит электронов внутри атомов. Его значения находятся из условия квантования

$$\oint p_r dr = n_r \hbar, \quad (4.32)$$

где p_r — радиальная составляющая импульса. Радиальным квантовым числом определяется число узлов радиальной волновой функции (как функции радиус-вектора $\mathbf{r}$), описывающей движение частиц в силовом поле, обладающем сферической симметрией.

Таблица 4.1. Квантовые числа нуклонов внутри ядра

Квантовое число	Обозначение	Абсолютная величина	Связь с другими величинами	Возможные значения
Главное квантовое число	n		$n = n_r + l$	1, 2, 3, 4, ...
Радиальное квантовое число	n_r			1, 2, 3, ..., n
Орбитальное квантовое число	l	$[\hbar^2 l(l+1)]^{1/2}$		0, 1, 2, ..., $n-1$
Спин	s	$[\hbar^2 s(s+1)]^{1/2}$		$\frac{1}{2}$ (фермион)
Полный угловой момент	j		$j = l + s$	$\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots$
Магнитное орбитальное число	m_l	$\hbar m_l$	$-l \leq m_l \leq +l$	$-l, -l+1, \dots, 0, l-1, l$
Магнитное спиновое число	m_s	$\hbar m_s$	$-s \leq m_s \leq +s$	$-\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}$
Магнитное полное число	m_j	$\hbar m_j$	$-j \leq m_j \leq +j$	$-j, -j+1, \dots, 0, j-1, j$
Изоспин	T		См. § 14.2 1	$\frac{1}{2}$
Проекция изоспина	T_3		См. § 14.2 1	$\begin{cases} +\frac{1}{2} \text{ (протон)} \\ -\frac{1}{2} \text{ (нейтрон)} \end{cases}$

В соответствии с определением орбитального квантового числа можно написать

$$n = n_r + l.$$

4.4.2. Орбитальное квантовое число l

Это число связано с угловым орбитальным моментом нуклона. Оно играет ту же самую роль, что и квантовое орбитальное число для эллиптических орбит, введенное Зоммерфельдом с помощью условия квантования

$$\oint p_\varphi d\varphi = \hbar l, \quad \text{где} \quad p_\varphi = m r \omega^2. \quad (4.33)$$

При данном значении орбитального квантового числа l соответствующий орбитальный момент равен $\hbar [l(l+1)]^{1/2}$.

При фиксированном значении главного квантового числа n орбитальное квантовое число l может принимать нулевое и целые положительные значения $1, 2, 3, \dots, (n-1)$, которые соответствуют волнам $S, P, D, F, G, \dots$, в связи с чем по аналогии с атомной физикой нуклонные оболочки, соответствующие разным значениям l , обозначаются буквами s, p, d, f, g .

4.4.3. Квантовое число спина s

Внутренний угловой момент нуклона характеризуется величиной его спина s , и соответствующий момент по абсолютной величине равен $\hbar [s(s+1)]^{1/2}$. Нуклон является фермионом, и его спин равен $\pm 1/2$.

4.4.4. Квантовое число j

Это квантовое число связано с полным угловым моментом нуклона, т. е. с вектором $\mathbf{J}$, равным сумме векторов орбитального момента $\mathbf{l}$ и спина $\mathbf{s}$:

$$\mathbf{j} = \mathbf{l} + \mathbf{s}. \quad (4.34)$$

При заданном значении j полный угловой момент по абсолютной величине равняется $\hbar [j(j+1)]^{1/2}$. Поскольку нуклон является фермионом, возможные значения j таковы: $1/2, 3/2, 5/2, \dots$ (полуцелые положительные числа).

4.4.5. Магнитное орбитальное квантовое число m_l

Это число характеризует проекцию орбитального углового момента на какое-либо выделенное направление, связанное с некой

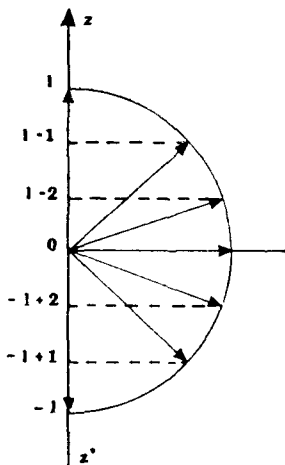


Рис. 4.5 Векторная диаграмма для определения допустимых значений квантового магнитного орбитального числа m_l в случае $l = 3$

анизотропией физических свойств (например, с присутствием магнитного поля). Согласно векторной модели, m_l может рассматриваться как проекция l на определенное направление (рис. 4.5). Таким образом, m_l может принимать целые значения

$$-l, -l+1, \dots, 0, \dots, l-1, l,$$

полное число которых равно $(2l+1)$.

4.4.6 Магнитное квантовое число спина m_s

Оно играет ту же самую роль, что и только что рассмотренное число m_l в предыдущем случае, но характеризует проекцию внутреннего углового момента частицы на фиксированную ось в пространстве. Для нуклона число m_s может принимать только два значения: $+1/2$ и $-1/2$ в зависимости от ориентации спина вдоль и против рассматриваемой оси.

4.4.7. Полное магнитное квантовое число m

Это число характеризует проекцию вектора $\mathbf{j}$ на рассматриваемую ось Oz . Оно может принимать $(2j+1)$ возможных значений

$$-j, -j+1, \dots, -\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}, \dots, j-1, j.$$

4.4.8. Магнитный дипольный момент

Магнитный дипольный орбитальный момент частицы связан с ее орбитальным моментом $\mathbf{l}$ соотношением

$$\mu_l = (g_l) \mu_N. \quad (4.35)$$

Спиновый магнитный дипольный момент связан со спином аналогичным равенством

$$\mu_s = (g_s) \mu_N. \quad (4.36)$$

Здесь g_l и g_s — факторы Ланде частицы.

Полный магнитный момент равен

$$\mu = \mu_l + \mu_s. \quad (4.37)$$

В случае протона имеем $g_l^p = 1$, $g_s^p = 2$, $\mu_p = 2,79$. В случае нейтрона имеем $g_l^n = 0$, $g_s^n = 2$, $\mu_n = -1,96$.

Отсюда следует, что в то время как векторы μ_l и μ_s направлены вдоль векторов $\mathbf{l}$ и $\mathbf{s}$ соответственно, направление полного магнитного момента нуклона μ не совпадает с направлением вектора $\mathbf{j}$, а образует с ним некоторый угол (рис. 4.6). Если проводить измерения в течение достаточно долгого времени, то можно измерить про-

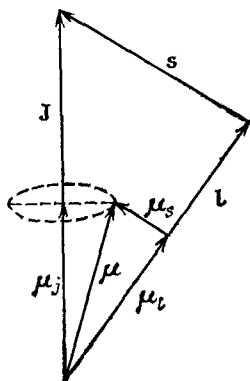


Рис. 4.6. Прецессия вектора магнитного момента μ вокруг оси, определяемой вектором полного углового момента j .

екцию магнитного момента μ на направление вектора j , и только эта проекция является интегралом движения. Таким образом, измеряемую величину полного магнитного момента можно записать в виде

$$\mu_j = (g_l j) \mu_N. \quad (4.38)$$

Здесь g_l — полный фактор Ланде, связанный с квантовым числом j . В соответствии с рис. 4.6 можно написать

$$\mu_j = \mu \cos(\mu, j) = \mu_l \cos(l, j) + \mu_s \cos(s, j),$$

или

$$g_l j = g_l l \left(\frac{j^2 + l^2 - s^2}{2(j \cdot l)} \right) + g_s s \left(\frac{j^2 + s^2 - l^2}{2(j \cdot s)} \right). \quad (4.39)$$

а) Рассмотрим сначала случай, когда l и s параллельны. С помощью формул $l^2 = l(l+1)$, $s^2 = s(s+1)$, $j^2 = j(j+1)$ получим

$$(g_l)_{\text{паралл}} = g_l \frac{l}{l+s} + g_s \frac{s}{l+s}. \quad (4.40)$$

б) В случае когда l и s антипараллельны, имеем

$$(g_l)_{\text{анти}} = g_l \frac{l-1}{l-s+1} - g_s \frac{s}{l-s+1}. \quad (4.41)$$

Наблюдаемый полный магнитный момент можно представить следующей формулой, учитывающей все возможные ориентации:

$$\mu_j^{(\pm)} = j \left(g_l \pm \frac{(g_s - g_l)}{2l+1} \right) \mu_N. \quad (4.42)$$

4.4.9. Изотопический (или изобарический) спин I

Физический смысл этого квантового числа будет пояснен позднее (§ 5.1.1). Это число не требуется для объяснения структуры ядерных оболочек. Изотопический спин учитывает то обстоятельство, что нуклон является дублетом из двух частиц и, таким образом, имеет изотопический спин, равный $1/2$.

Проекция изотопического спина I_z равна $+1/2$ для протона и $-1/2$ для нейтрона.

4.5. Квантовые числа ядерных состояний

4.5.1. Полный угловой момент

Как и в ранее рассмотренном случае свободного нуклона, полный магнитный момент ядра связан с квантовым числом J полного углового момента $\mathbf{J}$, который в данном случае равен векторной сумме полных моментов отдельных нуклонов:

$$\mathbf{J} = \sum_i \mathbf{j}_i.$$

Мы предположим, что отсутствует спин-орбитальное взаимодействие, которое могло бы усложнить наше рассмотрение. При этом условии мы сможем по отдельности складывать орбитальные угловые моменты и спины нуклонов, чтобы получить полный угловой момент ядра: при сложении векторов $\mathbf{l}$ они дают результирующий вектор $\mathbf{L}$, модуль которого всегда равен целому числу; сложение векторов спина $\mathbf{s}$ дает результирующий вектор спина $\mathbf{S}$. Окончательно получаем

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}. \quad (4.43)$$

При нечетном числе нуклонов в ядре абсолютная величина его полного спина $|s|$ равняется $1/2$, $3/2$ или $5/2$, . . . и, следовательно, абсолютная величина полного углового момента ядра будет равна $1/2$, $3/2$, $5/2$,

При четном числе нуклонов в ядре величина $|s|$ равна 0 , 1 , 2 , . . . , а величина $|\mathbf{J}|$ равна 0 , 1 , 2 , Например, угловой момент α -частицы равен нулю ($J = 0$). И в более общем случае оказывается, что любое ядро с четным числом нейтронов и протонов имеет полный угловой момент, равный нулю.

4.5.2. Ядерное магнитное квантовое число m_J

Как и в случае одной частицы, вектор $\mathbf{J}$ может иметь только конечное число проекций на выбранное направление в пространстве (рис. 4.7). Таким образом, соответствующий магнитный момент равен $m_J \hbar$, причем m_J может принимать $(2J + 1)$ возможных значений $-J, -J + 1, \dots, J - 1, J$.

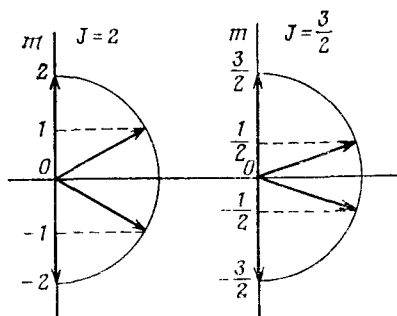


Рис. 4.7. Проекция полного углового момента ядра на ось Oz в случаях $|\mathbf{J}| = 2$ и $|\mathbf{J}| = 3/2$.

4.5.3. Магнитный дипольный момент ядра

Аналогично вышеизложенному магнитный момент ядра, обладающего угловым моментом $\mathbf{J}$, определяется формулой

$$\mu_J = g_J J \mu_N. \quad (4.44)$$

1. В случае четно-четных ядер $J = 0$ и $\mu_J = 0$.

2. В случае ядра с нечетным числом нуклонов можно в первом приближении считать, что магнитный момент ядра обусловлен одним неспаренным нуклоном. Проводя такие же вычисления, как и при нахождении множителей Ланде в атомной физике, получаем

$$g_J = \frac{1}{2} \left[(g_l + g_s) + (g_l - g_s) \frac{l(l+1) - \frac{3}{4}}{j(j+1)} \right]. \quad (4.45)$$

Здесь g_l и g_s — множители Ланде непарного нуклона; $j = J$, где J — квантовое число ядерного спина ядра с нечетным A .

Рассмотрим вначале случай, когда непарным нуклоном является протон. Имеем

$$J = 1 + 1/2, \quad \mu_J = J \left(1 + \frac{2,29}{J} \right) \mu_N, \quad (4.46)$$

$$J = 1 - 1/2, \quad \mu_J = J \left(1 - \frac{2,29}{J} \right) \mu_N. \quad (4.47)$$

Если же непарным нуклоном является нейтрон, то получаем

$$J = l + 1/2, \quad \mu_J = J \left(1 - \frac{1,91}{J} \right) \mu_N, \quad (4.48)$$

$$J = l - 1/2, \quad \mu_J = J \left(\frac{1,91}{J + 1} \right) \mu_N. \quad (4.49)$$

4.5.4. Изотопический спин ядра

Векторы изоспинов отдельных нуклонов складываются в изотопическом пространстве, образуя вектор полного изоспина ядра, третья проекция которого $(I_3)_A$ равна

$$(I_3)_A = \frac{1}{2} Z - \frac{1}{2} N. \quad (4.50)$$

Это же соотношение может быть записано с использованием заряда ядра Q в виде

$$\frac{Q}{e} = (I_3)_A + \frac{1}{2} A. \quad (4.51)$$

Число A равно барионному числу B ядра; для системы барионов имеем общую формулу

$$\frac{Q}{e} = (I_3)_A + \frac{1}{2} B.$$

Например, три ядра-изобары ${}^1_6\text{C}$, ${}^{14}_7\text{N}$, ${}^{14}_8\text{O}$ имеют одинаковый изоспин $I = 1$ и образуют триплет, члены которого характеризуются, соответственно, проекциями изоспина $I_3 = -1, 0, +1$.

4.6. Оболочечная модель ядра

Мы рассмотрим здесь потенциалы в виде прямоугольных ям бесконечной и конечной глубины и один случай потенциальной ямы непрямоугольной формы.

4.6.1. Прямоугольная потенциальная яма бесконечной глубины

Пусть $V = -V_0$ при $r < R$ и $V = \infty$ при $r \geq R$, где R — радиус потенциальной ямы. Граничные условия для радиальной волновой функции таковы: $u(0) = 0$, $u(R) = 0$.

а) Для состояния с $l = 0$ уравнение имеет очень простой вид

$$\frac{d^2 u}{dr^2} + k^2 u = 0, \quad (4.52)$$

где

$$k = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(E + V_0)}. \quad (4.53)$$

Решением этого уравнения является функция $u = A \sin kr + B \cos kr$. Из граничного условия $u(0) = 0$ следует, что $B = 0$ и $k = n_r \pi / R$, где n_r — радиальное квантовое число. Таким образом,

$$u(r) = A \sin \frac{n_r \pi r}{R}. \quad (4.54)$$

Принимая за начало отсчета энергии значение $-V_0$, для энергетических уровней получаем следующую формулу:

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m R^2} n_r^2. \quad (4.55)$$

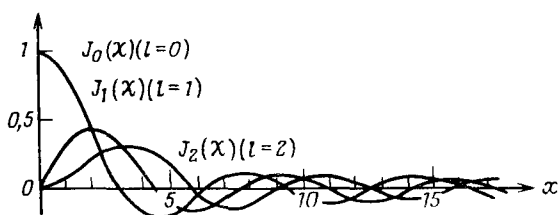


Рис. 4.8. Функции Бесселя $J_l(X)$ трех низших порядков ($l = 0$, $l = 1$, $l = 2$).

Условие нормировки имеет вид $\int_0^R (u(r))^2 dr = 1$. Отсюда следует, что

$$|A|^2 = \frac{2}{R}. \quad (4.56)$$

б) Для состояний с орбитальным числом l , отличным от нуля, имеем уравнение

$$\frac{d^2 u}{dr^2} + \left[k^2 - \frac{l(l+1)}{r} \right] u = 0. \quad (4.57)$$

Его решением $J_l(r)$ являются сферические функции Бесселя (рис. 4.8). Всякое значение аргумента kr , при котором функция Бесселя равна нулю, называется нулем этой функции. Нули далее будем обозначать буквой Z . При каждом значении l имеется некая последовательность нулей, причем каждому нулю соответствует определенное значение k , определяемое из соотношения

$$kR_0 = Z.$$

С помощью формулы (4.55) получаем

$$E_l = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} = \frac{\hbar^2 Z^2}{2m R^2}. \quad (4.58)$$

В табл. 4.2 приведены нули Z , найденные по таблицам функций Бесселя. Фактически это энергия уровней E_l , выраженная в единицах

Таблица 4.2. Энергетические уровни ядер (в единицах $\hbar^2/2mR^2$) при потенциале взаимодействия в виде прямоугольной ямы бесконечной глубины

Уровень Энергия/ Z^2	1s 9,87	1p 20,14	1d 33,21	2s 39,48	1f 48,83	2p 59,68	1g 66,96	2d 82,72
Уровень Энергия/ Z^2	1h 87,53	3s 88,83	2f 108,51	1i 110,52	3p 118,90	1j 135,86	2g 137,01	

$\hbar^2/2mR^2$. На каждом энергетическом уровне насчитывается $2(2l + 1)$ нуклонных состояний.

4.6.2. Прямоугольная потенциальная яма конечной глубины

В этом случае потенциал таков: $V = -V_0$ при $r \leq R$ и $V = 0$ при $r > R$. Напишем уравнения для радиальной волновой функции.

а) В области $r < R$:

$$\frac{d^2u}{dr^2} + \left[k^2 - \frac{l(l+1)}{r^2} \right] u = 0.$$

Решением является функция

$$R_l(r) = A j_l(kr), \quad (4.59)$$

где A — нормировочный множитель, который находится из условия нормировки волновой функции.

б) В области $r > R$:

$$\frac{d^2u}{dr^2} + \left[-\alpha^2 - \frac{l(l+1)}{r^2} \right] u = 0, \quad (4.60)$$

причем

$$\alpha = \frac{\sqrt{-2mE}}{\hbar} = \frac{\sqrt{2m|E|}}{\hbar}. \quad (4.61)$$

Решение имеет вид

$$R_l(r) = B_l H_l(i\alpha r),$$

где H_l — сферические функции Ханкеля. По сравнению с предыдущим случаем все энергетические уровни несколько смещены в сторону меньших значений энергии.

4.6.3. Потенциальная яма непрямоугольной формы

Для достижения лучшего согласия с данными экспериментов, таких, как рассеяние электронов на ядрах, необходимо использовать более плавно меняющиеся потенциалы, например, такие, как потенциал Грина (рис. 4.9). Во внутренней области радиусом

$$a = a_1 A^{1/3} + a_0. \quad (4.62)$$

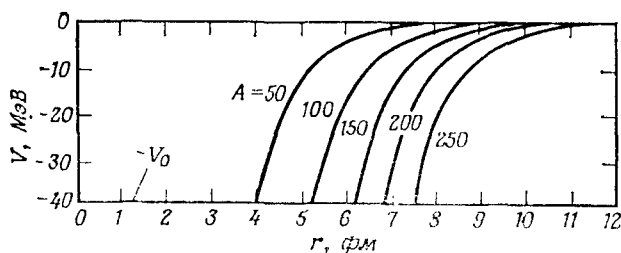


Рис. 4.9. Форма потенциалов Грина.

глубина ямы постоянна и равна V_0 . Вне этой области потенциал уменьшается в e раз на расстоянии, равном d . Параметры V_0 и d берутся одинаковыми при любых значениях массового числа A . Приняв значения параметров $V_0 = 40$ МэВ, $d = 1$ фм, $a_1 = 1,32$ фм и $a_0 = 0,8$ фм, Грин показал существование полностью заполненных оболочек при числах находящихся на них нуклонов, равных 2, 8, 20, 34, 40, 58, 92, 138. Согласие с экспериментальными данными оказалось не очень хорошим, так как воспроизводились лишь три первых магических числа. Расхождение было устранено после введения спин-орбитального взаимодействия.

4.6.4. Спин-орбитальное взаимодействие

Принимается, что имеется сильная корреляция между орбитальным угловым моментом (квантовое число l) и спином (квантовое число s). Эта корреляция описывается потенциалом вида $V = f(r)(\mathbf{s} \cdot \mathbf{l})$, который добавляется к сферически-симметричному потенциалу $V(r)$. Рассмотрим треугольник, образованный векторами $\mathbf{s}$, $\mathbf{l}$ и $\mathbf{J} = \mathbf{l} + \mathbf{s}$. По теореме косинусов получаем

$$j(j+1) = l(l+1) + s(s+1) + 2\mathbf{s} \cdot \mathbf{l}. \quad (4.63)$$

При наличии спин-орбитальной связи векторы $\mathbf{s}$ и $\mathbf{l}$ могут быть ориентированы только *параллельно* или *антипараллельно*.

1. Векторы $\mathbf{s}$ и $\mathbf{l}$ параллельны. В этом случае $\mathbf{j} = \mathbf{l} + \mathbf{s}$ и взаимодействие между нуклонами, как мы уже видели (§ 1.2), самое интенсивное. На основании формулы (4.63) получаем

$$(\mathbf{s} \cdot \mathbf{l}) = \frac{1}{2} \left[\left(l + \frac{3}{2} \right) \left(l + \frac{1}{2} \right) - l(l+1) - \frac{3}{4} \right] = \frac{1}{2} l. \quad (4.64)$$

2. Векторы $\mathbf{s}$ и $\mathbf{l}$ антипараллельны. В этом случае $\mathbf{j} = \mathbf{l} - \mathbf{s}$ и спин-орбитальное взаимодействие минимально:

$$(\mathbf{s} \cdot \mathbf{l}) = \frac{1}{2} \left[\left(l + \frac{1}{2} \right) \left(l - \frac{1}{2} \right) - l(l+1) - \frac{3}{4} \right] = -\frac{1}{2} (l+1). \quad (4.65)$$

Эта формула неприменима при $l = 0$. При соответствующем выборе центрального потенциала $V(r)$ и функции $f(r)$ можно воспроизвести все значения магических чисел.

4.6.5. Схема заполнения нуклонных оболочек

Учет спин-орбитальной связи приводит к правильному распределению нуклонов по оболочкам для ядер в основном состоянии. Схема заполнения нуклонных оболочек приведена в табл. 4.3, где использованы обычные спектроскопические обозначения.

На рис. 4.10 представлена последовательность энергетических уровней, начиная с самого низкого уровня ($1s_{1/2}$). Эта схема в равной степени применима как к протонам, так и к нейтронам, поскольку они эквивалентны в том смысле, что оба являются нуклонами.

4.6.6. Основные характеристики ядра как следствия оболочечной модели

4.6.6.1. Четность. Она определяется по формуле $(-1)^{\sum l_i}$. Вклад полностью заполненной оболочки определяется множителем $(-1)^{(2j+1)l}$, где $2j+1$ есть *четное* целое число. Этот множитель всегда равен $+1$, а потому при определении четности *можно не учитывать полностью заполненные оболочки*.

4.6.6.2. Угловой момент. Результирующий угловой момент пары одинаковых нуклонов, находящихся на одном подуровне, равен нулю. Полностью заполненные оболочки имеют четное число нуклонов и не дают вклада в полный угловой момент ядра.

4.6.6.3. Роль «валентных» нуклонов. В расчетах характеристик ядра его можно представить в виде «остова» из полностью заполненных оболочек и учитывать лишь влияние «валентных» нуклонов, находящихся на внешних незаполненных оболочках. Такая картина строения ядра лежит в основе модели взаимодействующего бозона (§ 4.9). Это дает возможность найти угловой момент, четность ядра и (более сложным путем) рассчитать возможные возбужденные энергетические уровни ядра (методом Хартри — Фока). Такого рода вычисления чрезвычайно усложняются при увеличении числа валентных нуклонов, поскольку число возможных конфигураций

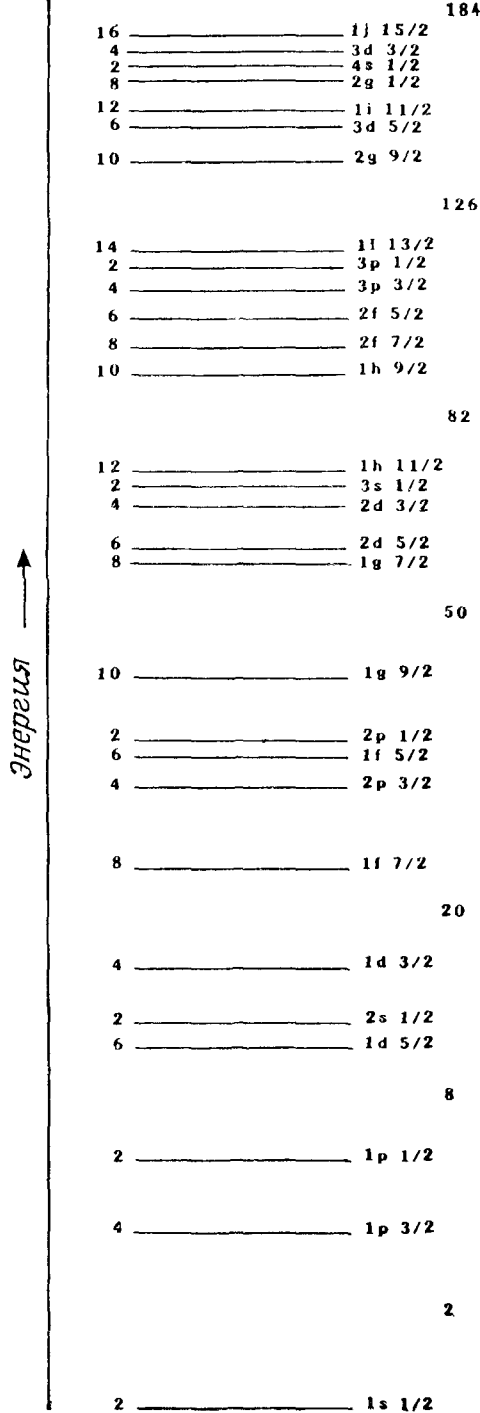


Рис. 4 10 Модель ядерных оболочек. Последовательность энергетических уровней с отсчетом энергии от низшего из них.

Таблица 4.3. Распределение нуклонов по ядерным оболочкам с учетом спин-орбитального взаимодействия

Оболочки	Значения квантового числа j	Число нуклонов на оболочке	Общее число нуклонов ¹⁾
1s	1/2	2	2
1p	3/2, 1/2	6	8
1d, 2s	5/2, 3/2, 1/2	12	20
1f, 2p, 1g 9/2	7/2, 5/2, 3/2, 1/2, 9/2	30	50
1g 7/2, 2d, 3s, 1h 11/2	7/2, 5/2, 3/2, 1/2, 11/2	32	82
1h 9/2, 2f, 3p, 1i 13/2	9/2, 7/2, 5/2, 3/2, 1/2, 13/2	44	126
1i 11/2, 2g, 3d, 4s, 1j 15/2	11/2, 9/2, 7/2, 5/2, 3/2, 1/2, 15/2	58	184

¹⁾ Согласно принципу Паули, протонные и нейтронные оболочки заполняются независимо.

становится очень большим и их не в состоянии учесть даже компьютер. Например, ядро ^{154}Sm содержит 22 валентных протона и нейтрона, и для уровня (2^+) число возможных состояний равняется 346 132 052 934 859.

4.7. Возбужденные состояния ядра с одним валентным нуклоном

Все изложенное выше в этой главе касалось ядер в основном состоянии, тогда как в гл. 3 мы рассматривали возбужденные состояния ядер, приводящие к проявлению таких их коллективных свойств, как вращения и колебания относительно равновесной сферической формы. Здесь мы собираемся рассмотреть возбужденные состояния ядер, аналогичные возбужденным состояниям атома, в случаях одного валентного нуклона и конечного числа валентных нуклонов в незаполненной ядерной оболочке.

Самый простой — случай одного валентного нуклона, находящегося в основном состоянии и переходящего в возбужденное состояние. Он возвращается в основное состояние, испуская фотон с энергией, равной разности соответствующих энергетических уровней. Как и в случае атома, можно построить схему возбужденных уровней ядра с одним валентным нуклоном. В качестве примера на рис. 4.11 приведена такая схема, на которой слева указана энергия возбуждения, а справа — значения J^P . Полезно сравнить ее с рис. 3.12, где изображены колебательные энергетические уровни ядра $^{180}_{72}\text{Hf}$.

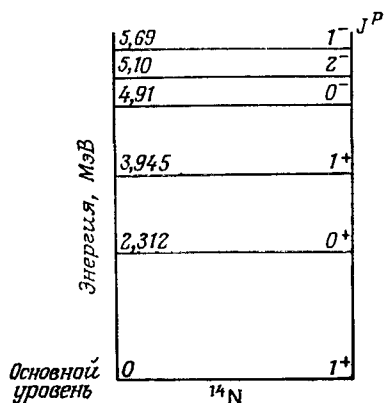


Рис. 4.11. Схема возбужденных энергетических уровней ядра $^{14}_7\text{N}$ в модели с одним валентным нуклоном.

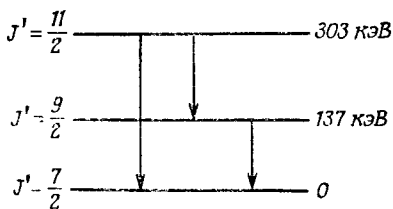
В более сложных состояниях мы имеем дело с несколькими нуклонами в валентной оболочке и, следовательно, с коллективными состояниями ядра. Моделирование свойств ядра в этом случае более сложное и должно учитывать свойства ядерной жидкости. Подобный синтез рассмотренных двух моделей реализуется в обобщенных моделях ядра.

4.8. Обобщенные модели

Можно объединить капельную и оболочную модели, если ввести помимо энергетических уровней отдельных нуклонов упомянутые выше коллективные энергетические уровни ядра, связанные с вращением ядра вокруг своей оси, так как вращение приводит к расщеплению уровней, описываемых угловым моментом J' . Величина расщепления уровней пропорциональна $J'(J' + 1)$.

Возбуждение таких вращательных состояний ядра наблюдается в опытах по рассеянию электронов на ядрах. Результаты экспериментов полностью подтверждают предсказания обобщенной модели. В качестве примера на рис. 4.12 приведены возбужденные вращательные уровни ядра $^{181}_{73}\text{Ta}$.

Рис. 4.12. Схема вращательных возбужденных уровней ядра $^{181}_{73}\text{Ta}$, наблюдаемых при электромагнитном взаимодействии. Массовое число этого ядра нечетно, и его угловой момент J равен $7/2$. Возбуждение приводит к образованию последовательности уровней с моментами $J' = J + 1$, $J + 2$ и т. д. и с одинаковыми четностями.



Наблюдаемая анизотропия по массам и в угловом распределении продуктов деления (§ 11.2) полностью объясняется с помощью квантовых чисел, характеризующих вращение. Модель жидкой капли с трудом объясняет такую анизотропию.

Обобщенная модель позволяет вычислить параметры, определяющие форму капли ядерной жидкости. Часто оказывается, что особой стабильностью отличаются деформированные ядра (см. рис. 3.11).

На основе такого рода моделей были развиты мощные вычислительные методы. Прекрасным примером может служить метод Хартри — Фока. Исходя из среднего значения ядерного потенциала и из феноменологической структуры нуклон-нуклонного взаимодействия, он позволяет с успехом воспроизвести основные статические и динамические свойства большого числа ядер.

4.9. Модель взаимодействующих бозонов

Эта феноменологическая модель была предложена в 1975 г. физиками Арима и Ячелло. В ней для объяснения свойств ядра привлекаются только валентные нуклоны, т. е. нуклоны, находящиеся во внешней незаполненной оболочке. В первоначальной модели предполагалось, что валентные нейтроны, несмотря на то что они являются фермионами, могут рассматриваться только попарно, как некие эффективные бозоны, существующие в двух «состояниях»: s -бозоны с угловым моментом, равным пулю, и d -бозоны с угловым моментом, равным 2.

В модели используется простой механизм взаимодействия между этими бозонами: либо переход s -бозона в d -бозон, либо переход двух d -бозонов в два s -бозона. Число N_B бозонов, характеризующих ядро, равняется сумме чисел n_s бозонов сорта s и чисел n_d бозонов сорта d . Это число N_B равно половине числа валентных нуклонов. Для конкретного ядра это число является константой.

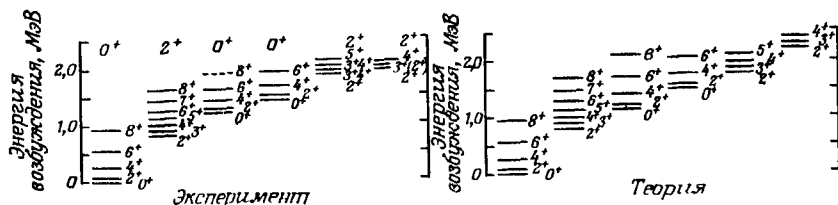


Рис. 4.13. Предсказания модели взаимодействующего бозона и экспериментальные значения энергий вращательных уровней ядра ^{168}Er .

Можно провести необходимые расчеты, непосредственно решая уравнение Шредингера для квантовой системы с заданным числом степеней свободы для основного состояния.

Эта модель сразу же имела успех и оказалась весьма плодотворной. В частности, она предсказала наличие в ядрах новых свойств симметрии, которые позже были подтверждены экспериментально.

На рис. 4.13 представлен пример применения этой модели. Здесь показаны *вращательные подуровни* в случае ядра ^{168}Er для некоторых последовательностей энергетических уровней основного и возбужденного состояний. Налицо превосходное согласие между их экспериментальными (слева) и теоретическими (справа) значениями.

Можно улучшить модель, вводя различие между протонами и нейтронами, т. е. рассматривая отдельно бозоны, образованные из протонов, и бозоны, образованные из нейтронов. Такая модель еще лучше согласуется с опытными данными. В случае легких ядер ($A \leq 50$) вводились также бозоны, каждый из которых состоит из одного протона и одного нейтрона.

Методы вычислений, основанные на представлении о суперсимметрии и используемые в физике элементарных частиц (§ 2.11), оказываются хорошо применимыми к этой модели ядра, что позволяет продвинуться еще дальше по пути улучшения ее предсказательных свойств.

Квантовые числа частиц, законы их сохранения

В начале данной главы мы рассмотрим квантовые числа, которые поочередно вводились в теорию по мере ее развития. В случае кварков имеется квантовое число «цветовой заряд», которое характеризует интенсивность сильного взаимодействия точно так же, как электрический заряд характеризует интенсивность электромагнитного взаимодействия.

Использование групп симметрии в теории позволяет строить частицы из кварков, число которых равно трем в случае фундаментального представления группы $SU(3)$ и пяти и даже шести в случае представлений более сложных групп. Квантование энергии связанной системы из двух тяжелых кварков приводит к рассмотрению возбужденных состояний, аналогичных состояниям связанной системы (e^+e^-), называемой позитронием. Аналогия с атомной физикой разительная.

Квантовые числа, выражающие свойства симметрии систем частиц в пространстве и во времени, подчиняются определенным законам сохранения.

5.1. Квантовые числа частиц

Нуклоны в ядрах характеризуются четырьмя квантовыми числами. Чтобы характеризовать все семейство элементарных частиц, пришлось ввести дополнительные квантовые числа. Барийонное число (барийонный заряд) B и лептонное число (лептонный заряд) L были рассмотрены ранее (§ 2.4).

5.1.1. Изотопический (или изобарический) спин

Введение этой величины в теорию было связано с тем экспериментальным фактом, что ядерные силы не зависят от электрического заряда. Изотопический спин обладает такими же математическими свойствами, как и обычный спин (отсюда и происходит его название), хотя никак с ним не связан. В изотопическом пространстве изоспин является вектором, имеющим три компоненты I_x , I_y и I_z .

Это абстрактное математическое пространство не имеет ничего общего с реальным физическим пространством.

Частицы с одинаковым изоспином и разными величинами электрических зарядов различаются своими проекциями вектора изоспина на ось Oz . Составляющая вектора I_3 по этой оси называется *проекцией изоспина*. Семейство всех таких частиц образует *мультиплет*.

При данном значении I изоспина мультиплетность равняется $(2I + 1)$, поскольку его проекция I_3 может принимать значения $-I, -I + 1, \dots, I - 1, I$.

5.1.1.1. *Пример дублета: нуклон*. В этом случае $I = 1/2$ и проекция изоспина $I_3 = +1/2$ для протона и $I_3 = -1/2$ для нейтрона. Электрический заряд нуклона связан с проекцией изоспина формулой

$$\frac{q}{e} = I_3 + \frac{1}{2}, \quad (5.1)$$

где e — заряд протона.

В случае системы n нуклонов изотопические спины отдельных частиц складываются, и поэтому полный электрический заряд определяется по формуле

$$\frac{Q}{e} = I_3 + \frac{n}{2}. \quad (5.2)$$

Введем волновые функции изотопического спина. Пусть U_p и U_n — изоспиновые волновые функции протона и нейтрона. Далее рассмотрим систему из двух нуклонов, помеченных цифрами 1 и 2. Для такой системы можно написать четыре изоспиновые функции. В случаях двух протонов и двух нейтронов имеем

$$\begin{aligned} \Psi(p, p) &= U_p(1) U_p(2), \\ \Psi(n, n) &= U_n(1) U_n(2). \end{aligned} \quad (5.3)$$

Для системы, состоящей из нейтрона и протона, возможные волновые функции таковы:

$$\begin{aligned} \Psi(n, p) &= \frac{1}{\sqrt{2}} [U_p(1) U_n(2) + U_p(2) U_n(1)], \\ \Psi(n, p) &= \frac{1}{\sqrt{2}} [U_p(1) U_n(2) - U_p(2) U_n(1)]. \end{aligned} \quad (5.4)$$

Проделанные вычисления полностью аналогичны вычислениям, которые проводятся при отыскании обычных спиновых волновых функций системы двух частиц со спином $1/2$. Выражения (5.3) симметричны по отношению к операции обмена частицами и соответствуют состоянию системы с $I = 1$, тогда как второе выражение (5.4) антисимметрично и соответствует состоянию с $I = 0$.

5.1.1.2. *Пример триплета, пион.* В этом случае $I = 1$. Три значения проекции изоспина $I_3 = -1, 0, +1$ соответствуют зарядовым состояниям π^- , π^0 , π^+ . Обычный спин для всех трех состояний равен нулю, и соотношение между зарядом и изоспином таково:

$$\frac{q}{e} = I_3. \quad (5.5)$$

К таким же выводам можно прийти на основании анализа экспериментальных данных по рассеянию фотонов высокой энергии (превышающей массу пиона) на водороде

$$h\nu + p \rightarrow p + \pi^0,$$

$$h\nu + p \rightarrow n + \pi^+.$$

В случае второй реакции $I_3 = -1/2$ для нейтрона и $I_3 = +1/2$ для протона. Таким образом, с учетом сохранения изотопического спина получаем для π^+ -мезона $(I_3)_{\pi^+} = +1$. Аналогично находим $(I_3)_{\pi^0} = 0$; следовательно, $(I_3)_{\pi^-} = -1$.

5.1.1.3. *Обобщение.* Равенства (5.1), (5.2) и (5.5) являются частными случаями более общего соотношения, связывающего электрический заряд частицы с ее изоспином:

$$\frac{Q}{e} = I_3 + \frac{Y}{2}. \quad (5.6)$$

Здесь Y — гиперзаряд частицы. Для барионов $Y = B$.

5.1.2. Гиперзаряд Y

Формулой (5.6) определяется гиперзаряд частицы. Эта величина может быть также определена как

$$Y = B + S + C, \quad (5.7)$$

где S — странность, а C — очарование частицы.

5.1.3. Странность S

Это квантовое число было введено в 1954 г. Гелл-Манном, вдохновившимся знаменитой фразой Фрэнсиса Бэкона: «Нет в мире совершенной красоты без примеси странности». Странность вводится как

$$S = Y - B - C. \quad (5.8)$$

Квантовое число странности S принимает нулевое и целые значения. Античастицы имеют странность $-S$. Странность сохраняется в ходе эволюции системы, обусловленной сильным и электромагнитным взаимодействиями. При слабом же взаимодействии странность не сохраняется.

В состав странных частиц обязательно входит странный кварк s ($S = -1$) или соответствующий антикварк $\bar{s}$ ($S = +1$). Странность адрона вычисляется как алгебраическая сумма странностей составляющих его кварков. Для лептонов квантовое число странности не определяется.

Приписав K^+ -мезону значение странности, равное $+1$, путем анализа наблюдающихся реакций можно определить значения странности для всех других частиц, K -мезонов и барионов (табл. 5.1).

Таблица 5.1. Гиперзаряд и странность некоторых мезонов и барионов

Частица	Y	S
Фотон	0	0
Лептоны	0	0
$\pi^\pm, \pi^0$	0	0
$K^\pm, K^0$	$+1$	$+1$
Протон, нейтрон	$+1$	0
Δ^0	0	-1
$\Sigma^\pm, \Sigma^0$	0	-1
Ξ^-, Ξ^0	-1	-2
Ω^-	-2	-3

5.1.4. Очарование C

Это квантовое число ввели Глэшоу, Иллиопулос и Майяни в 1970 г. Его носителями являются c -кварк, или «очарованный кварк» ($C = 1$), и соответствующий антикварк $\bar{c}$ ($C = -1$).

5.1.5. Красота (прелесть)

Это квантовое число ввели совсем недавно, чтобы учесть существование в природе тяжелого кварка b (его обозначение происходит от начальной буквы английских слов «beauty» — красота, или «bottom» — нижний). Для b -кварка $b = -1$, для антикварка $\bar{b}$ это число равняется $+1$.

5.1.6. Квантовое число t

Это квантовое число учитывает существование шестого, самого тяжелого кварка. Его обозначение t происходит от первой буквы английских слов «top» — верхний или «truth» — правдивость. Для t -кварка $t = +1$, а для соответствующего антикварка $\bar{t}$ имеем $t = -1$.

5.2. Цветовой заряд кварков

Кварки являются фермионами (табл. 2.1). Они подчиняются принципу Паули, согласно которому две частицы одной системы не могут находиться в одном и том же квантовом состоянии. Но, как

является из табл. 5.2, во многих барионах (например, в нуклонах *uui* и *ddd*) два и даже три кварка в адроне имеют одинаковые квантовые числа. Поэтому необходимо приписать кварку дополнительное квантовое число, называемое «цветовым зарядом», которое может принимать три возможных значения для каждого «аромата» кварков, т. е. для каждого типа кварков. Эти три условно названных цветовыми состояния, характеризующие абстрактное понятие цвета кварков, таковы: красное (К), зеленое (З) и синее (С). Соответственно этому антикварки характеризуются «антицветом».

Цвет нельзя непосредственно наблюдать, так как природа «бесцветна» вплоть до расстояний 10^{-15} м, соответствующих началу проявления внутренней структуры нуклона. Всякий адрон «белый», т. е. построен из кварков различных цветов, нейтрализующих друг друга. Каждый цвет К, З, С отвечает определенной комбинации *цветовых зарядов*. Предполагается, что существуют три цветовых заряда: «красный минус зеленый» (КЗ), «зеленый минус синий» (ЗС) и «синий минус красный» (СК). Каждый цветовой заряд может принимать значения $+1/2$, $-1/2$, 0, и всякий цвет кварка является комбинацией этих чисел.

Так, например, для красного кварка красно-зеленый (КЗ) заряд равняется $+1/2$, зелено-синий (ЗС) заряд равняется нулю и сине-красный (СК) заряд равняется $-1/2$. Для зеленого кварка цветовые заряды равны: (КЗ) = $-1/2$, (ЗС) = $+1/2$, (СК) = 0. Для синего кварка они таковы: (КЗ) = 0, (ЗС) = $-1/2$, (СК) = $+1/2$. Цветовые заряды соответствующих антикварков получаются изменением знаков соответствующих зарядов. Изолированные частицы бесцветны, так как барионы образованы из красных, зеленых и синих кварков с равным содержанием цвета, а мезоны — это смесь цветного кварка и его антикварка с соответствующим антицветом в одинаковой пропорции.

Мезон, образованный из двух кварков q_1 и $\bar{q}_2$, можно записать в виде

$$M = \sqrt{\frac{1}{3}} (q_1^K \bar{q}_2^K + q_1^Z \bar{q}_2^Z + q_1^C \bar{q}_2^C). \quad (5.9)$$

Барион, состоящий из трех кварков q_1 , q_2 и q_3 , описывается выражением

$$B = \sqrt{\frac{1}{6}} \varepsilon_{\alpha\beta\gamma} q_1^\alpha q_2^\beta q_3^\gamma. \quad (5.10)$$

Здесь $\alpha, \beta, \gamma = K, Z, C$; $\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}$ — антисимметричный тензор, обеспечивающий полную антисимметрию по всем индексам.

Кварки являются фундаментальными триплетами цветовой группы симметрии $SU(3)_c$. Все изложенное выше необходимо объяснить с точки зрения теории групп.

5.3. Группы симметрии

Свойства симметрии физической системы изучаются с помощью теории групп. Здесь невозможно даже пытаться изложить соответствующий математический формализм. Мы ограничимся лишь некоторыми определениями.

Поворот физической системы на угол θ приводит к состоянию, описываемому значением волновой функции Ψ' в точке $\mathbf{r}$; оно равно значению волновой функции Ψ начального состояния в точке $R^{-1}\mathbf{r}$, перешедшей в точку $\mathbf{r}$ в результате действия оператора вращения R :

$$\Psi'(\mathbf{r}) = \Psi(R^{-1}\mathbf{r}). \quad (5.11)$$

Мы можем написать

$$\Psi' = U\Psi, \quad (5.12)$$

где U — унитарный оператор.

При бесконечно малом повороте ϵ вокруг оси Oz получаем

$$\begin{aligned} U\Psi(x, y, z) &= \Psi(R^{-1}\mathbf{r}) \approx \Psi(x + \epsilon x, y - \epsilon y, z) = \\ &= \Psi(x, y, z) + \epsilon \left(y \frac{\partial \Psi}{\partial x} - x \frac{\partial \Psi}{\partial y} \right) = \\ &= [1 - i\epsilon (x p_y - y p_x)] \Psi. \end{aligned} \quad (5.13)$$

Последнее выражение может быть записано в виде

$$U\Psi = (1 - i\epsilon J_z) \Psi, \quad (5.14)$$

где J_z — генератор вращения вокруг третьей оси, т. е. оси Oz .

Собственные значения оператора J_z наблюдаются экспериментально и являются интегралами движения. Они относятся к сохраняющимся квантовым числам. Таким образом, симметрия системы привела к определенному закону сохранения. Тот факт, что в разных экспериментах, проводимых при различной ориентации измерительных приборов, получаются одинаковые физические результаты (т. е. имеет место вращательная симметрия), приводит к закону сохранения углового момента. Можно показать, что операторы углового момента J_i образуют алгебру Ли.

В квантовой механике показывается, что справедливо равенство

$$J_z |jm\rangle = m |jm\rangle.$$

Здесь m — так называемое магнитное квантовое число, которое принимает значения $m = -j, -j + 1, \dots, +j$, причем j принимает значения $0, 1/2, 1, 3/2, \dots$.

Совокупность всех вращений физической системы образует группу, элементами которой и являются все возможные повороты системы. Последовательность двух вращений R_1 и R_2 (записываемая как «произведение» вращений $R_1 R_2$) эквивалентна некоторому одному простому вращению (т. е. другому элементу группы). «Произведение» элементов группы не обязательно коммутативно, т. е. $R_1 R_2 \neq R_2 R_1$, но свойство ассоциативности $R_3 (R_2 R_1) = (R_3 R_2) R_1$ выполняется всегда.

Группа вращений является группой Ли. Важнейшее ее свойство как группы Ли состоит в том, что всякое конечное вращение может быть представлено в виде произведения бесконечно малых вращений (сколь угодно близких к тождественному вращению).

5.3.1. Группа $SU(2)$

Генераторы представления наименьшей размерности этой группы ($j = 1/2$) могут быть записаны в виде

$$J_i = \frac{1}{2} \sigma_i, \quad \text{где } i = 1, 2, 3$$

и σ_i — матрицы Паули:

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

В качестве базисных состояний этого представления условно выбраны собственные векторы матрицы σ_3 , т. е. столбцы

$$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{и} \quad \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix},$$

описывающие частицу со спином $1/2$, проекция спина которой либо направлена вверх ($m = +1/2$, или $\uparrow$), либо вниз ($m = -1/2$, или $\downarrow$) по оси Oz .

Множество унитарных матриц 2×2 образует унитарную группу $U(2)$. В действительности используются не все унитарные матрицы, а лишь образующие подгруппу $SU(2)$. Примером группы $SU(2)$ является группа изотопического спина, фундаментальное представление которой образуют векторы (n, p) . Генераторы этого представления обозначаются следующим образом:

$$I_i = \frac{1}{2} \tau_i,$$

где

$$\tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \tau_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Это — вариант Паули, относящийся к изоспину. Эти матрицы действуют на нейтронное и протонное состояния нуклона, описываемые векторами

$$p = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad n = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}.$$

5.3.2. Группа $SU(3)$

Множество унитарных матриц 3×3 с $\det U = 1$ образует группу $SU(3)$. Фундаментальным представлением группы $SU(3)$ является триплет. Например, цвета кварков K , 3 , C могут образовывать фундаментальное представление группы симметрии $SU(3)$. В этом представлении генераторами являются матрицы 3×3 . Их принято обозначать греческой буквой λ_i , где $i = 1, 2, \dots, 8$. Эти матрицы называются матрицами Гелл-Манна. Диагональные матрицы имеют вид

$$\lambda_3 = \begin{pmatrix} 1 & & \\ & 1 & \\ & & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_8 = \begin{pmatrix} 1 & & \\ & 1 & \\ & & -2 \end{pmatrix},$$

их собственные векторы таковы:

$$K = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad 3 = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad C = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}.$$

5.4. Образование адронов из кварков

В случае трех кварков u , d , s группой симметрии является группа $SU(3)$. Соответствующие мультиплеты при данном значении изоспина I имеют два измерения.

В случае n кварков группой симметрии является группа $SU(n)$, в которой каждый кварк характеризуется $(n - 1)$ квантовыми числами, одно из которых, барионное число, одинаково для всех кварков и равно $1/3$. Каждый кварк изображается точкой на $(n - 1)$ -мерной диаграмме.

В качестве примера мы рассмотрим здесь представления группы $SU(4)$, использующей четыре кварка u , d , s , c и дающей мультиплеты трех измерений. На рис. 5.1 изображены мультиплет псевдоскалярных мезонов ($J = 0^-$) (а) и мультиплет барионов (б); векторные мезоны ($J^P = 1^-$) размещаются на диаграмме, идентичной диаграмме (а). На рис. 5.2 изображен мультиплет барионов $3/2^+$.

При добавлении (пятого) b -кварка получаем группу симметрии, $SU(5)$. Единая теория, объединяющая и сильное взаимодействие,

основана на группе $SU(5)$. В этой теории постулируется существование 12 новых цветных частиц X , которые являются переносчиками взаимодействия между кварками и лептонами.

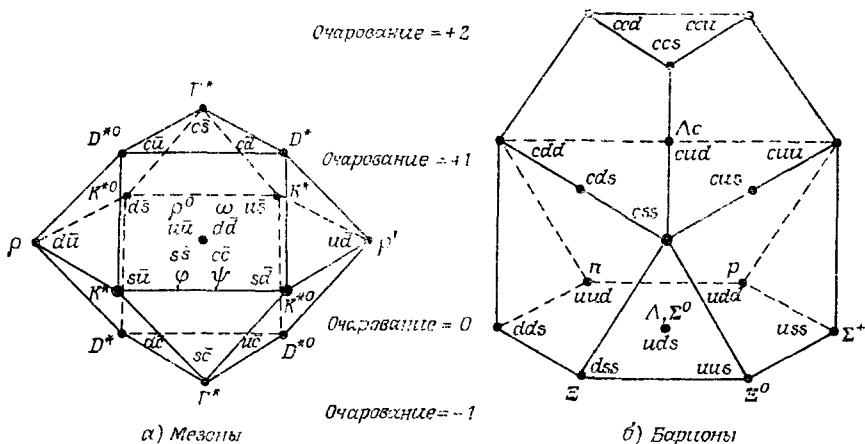


Рис. 5.1. Семейства адронов в трех измерениях, согласно $SU(4)$ -теории.

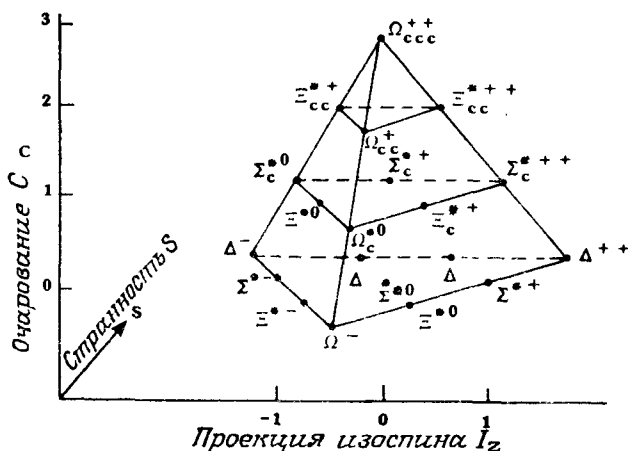


Рис. 5.2. Мультиплет барыонов $3/2^+$, согласно $SU(4)$ -теории.

Все изложенное сведено в табл. 5.2, в которой приводятся частицы, образованные из четырех кварков u , d , s и c .

В рамках симметрии $SU(4)$ все члены одного мультиплета должны иметь одинаковые массы. В действительности это не так.

В качестве примера рассмотрим мультиплет мезонов 1^- (табл. 5.2). Они имеют следующие массы:

$$m_p(u\bar{u}) = 0,78 \text{ ГэВ} \approx m_\omega,$$

$$m_\varphi(s\bar{s}) = 1,02 \text{ ГэВ},$$

$$m_{K^*}(s\bar{u}) = 0,89 \text{ ГэВ},$$

$$m_{D^*}(c\bar{u}) = 2,01 \text{ ГэВ},$$

$$m_{F^*}(c\bar{s}) = 2,14 \text{ ГэВ},$$

$$m_\psi(c\bar{c}) = 3,10 \text{ ГэВ}.$$

Квантовая электродинамика позволяет объяснить это различие в массах мезонов. В самом деле, сила магнитного взаимодействия зависит от взаимной ориентации спинов взаимодействующих частиц. Можно ожидать аналогичного явления и в случае квантовой хромодинамики.

Например, вычисления показывают, что магнитное взаимодействие между магнитными моментами электрона и протона в атоме водорода приводит к сверхтонкому расщеплению уровня энергии основного состояния атома водорода. Энергетический интервал ΔE между двумя подуровнями оказывается пропорциональным постоянной тонкой структуры α и скалярному произведению единичных векторов $\mathbf{u}_1$ и $\mathbf{u}_2$, характеризующих направления магнитных моментов.

Квантовая хромодинамика приводит к аналогичному результату, если заменить произведение электрических зарядов $e_1 e_2$ произведением цветовых зарядов.

В случае адронов необходимо в выражении для ΔE произвести замену $\alpha \rightarrow (4/3)\alpha_F$ для двухкварковой системы ($q\bar{q}$) и замену $\alpha \rightarrow (2/3)\alpha_F$ для трехкварковой системы (qqq), где α_F — асимптотическое значение константы сильного взаимодействия. Вычисления приводят к формулам

$$m(q_1\bar{q}_2) = m_1 + m_2 + \left[\frac{a(\mathbf{u}_1\mathbf{u}_2)}{m_1 m_2} \right], \quad (5.15)$$

$$m(q_1 q_2 q_3) = m_1 + m_2 + m_3 + \left[\frac{a'}{2} \sum_{i>j} \frac{\mathbf{u}_i \mathbf{u}_j}{m_i m_j} \right], \quad (5.16)$$

где a и a' — положительные константы (табл. 5.2).

Таблица 5.2. Построение самых легких адронов с помощью кварков

Значения масс даны в единицах ГэВ/с². Адроны, образованные из кварков n -типов, образуют мультиплеты группы $SU(n)$. Объекты, построенные из трех кварков u, d, s , отражают $SU(3)$ -симметрию. Различие по массам частиц внутри мультиплетов является свидетельством нарушения точной симметрии

1. Мультиплеты мезонов

	$J^P=0^-$	Масса	$J^P=1^-$	Масса	$J^P=2^+$	Масса
$ud, d\bar{u}$	$\pi^\pm$	140	$\rho^\pm$	770	A_2^+	1317
$\sqrt{2} (u\bar{u}-d\bar{d})$	π^0	135	ρ^0		A_2^0	
$u\bar{s}, s\bar{u}$	$K^\pm$	494	$K^{*\pm}$	892	$K^{*\pm}$	1434
$d\bar{s}, s\bar{d}$	$K^0, \bar{K}^0$	498	$K^{*0}, \bar{K}^{*0}$	898	$K^{*0}, \bar{K}^{*0}$	
$\sqrt{2} (u\bar{u} + d\bar{d})$	η	549	ω	782	f	1273
$s\bar{s}$	η'	958	Φ	1020	f'	1516
$c\bar{d}, \bar{d}c$	$D^\pm$	1868	$D^{*\pm}$	2009	$D^{*\pm}$	?
$c\bar{u}, \bar{u}c$	$D^0, \bar{D}^0$	1863	$D^{*0}, \bar{D}^{*0}$	2006	$D^{*0}, \bar{D}^{*0}$	?
$c\bar{s}, s\bar{c}$	$F^\pm$	2030	$F^{*\pm}$	2140	$F^{*\pm}$	?
$c\bar{c}$	η_c	2980	Ψ	3097	χ	3551

2. Мультиплеты барионов

	$J^P=\frac{1}{2}^+$	Масса	$J^P=\frac{3}{2}^+$	Масса
uuu, ddd	p, n	939	Δ^{++}, Δ^-	1232
uud, udd			Δ^+, Δ^0	
uus, uds, dds	$\Sigma^+, 0, -$	1195	$\Sigma^{*+}, 0, -$	1385
uds	Λ	1116	Ξ^{*0}, Ξ^{*-}	1533
uss, dss	Ξ^0, Ξ^-	1318		
sss			Ω^-	1672

5.5. Кварконий

Потенциал сильного взаимодействия (гл. 9) имеет вид

$$V(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_F}{r} + \lambda r. \quad (5.17)$$

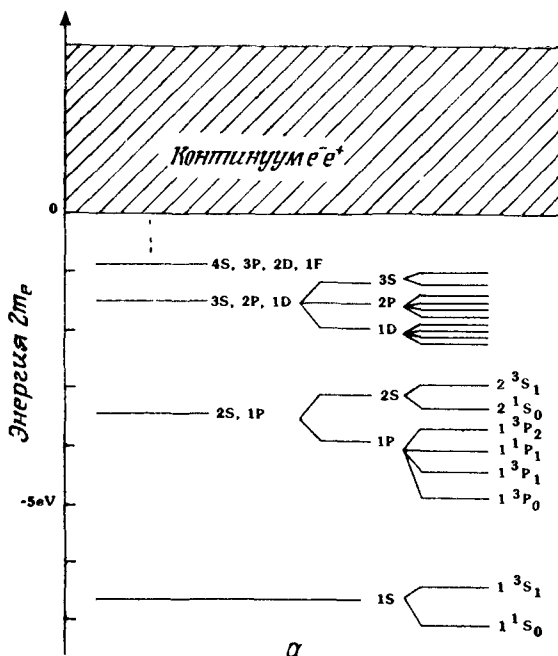


Рис. 5 3а. Схема энергетических уровней позитрония. Слева представлены уровни, рассчитанные с использованием кулоновского потенциала. Тонкая структура уровней (показанная в увеличенном масштабе) обусловлена существованием подуровней так же, как и в случае атома водорода.

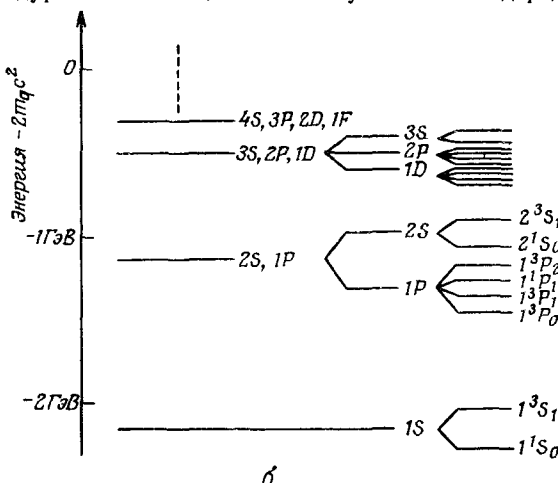


Рис. 5 3б. Нижние энергетические уровни кваркония связанной системы двух тяжелых кварков. Слева представлены уровни, рассчитанные с использованием кулоновского потенциала. Тонкая структура уровней (показанная в увеличенном масштабе) обусловлена существованием подуровней.

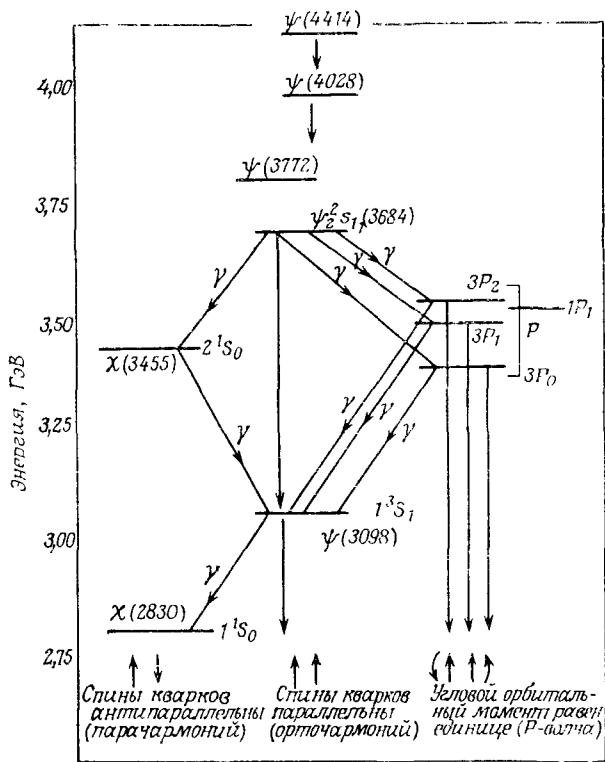


Рис. 5.4. Низшие энергетические уровни чармония. Все γ -переходы, показанные на диаграмме, наблюдались экспериментально.

На малых расстояниях константой λ можно пренебречь, и тогда потенциал $V(r)$ принимает вид потенциала электростатического взаимодействия. Таким образом, система из двух кварков $q\bar{q}$ должна иметь возбужденные состояния, аналогичные состояниям связанной системы $e\bar{e}$, называемой позитронием.

Напомним, что такое позитроний. Позитрон, замедляясь при движении в среде, в конце своей траектории может образовать связанную систему с электроном, аналогичную атому водорода. Это и есть позитроний. Поскольку массы двух его составных частей равны, их траектории симметричны. В основном состоянии «радиус боровской орбиты» составляет около $1,06 \cdot 10^{-10}$ м. Различают два вида позитрония:

1. Спины электрона и позитрона параллельны. Это — состояние 1^3S_1 , называемое *ортопозитронием*. Его аннигиляция на два фотона

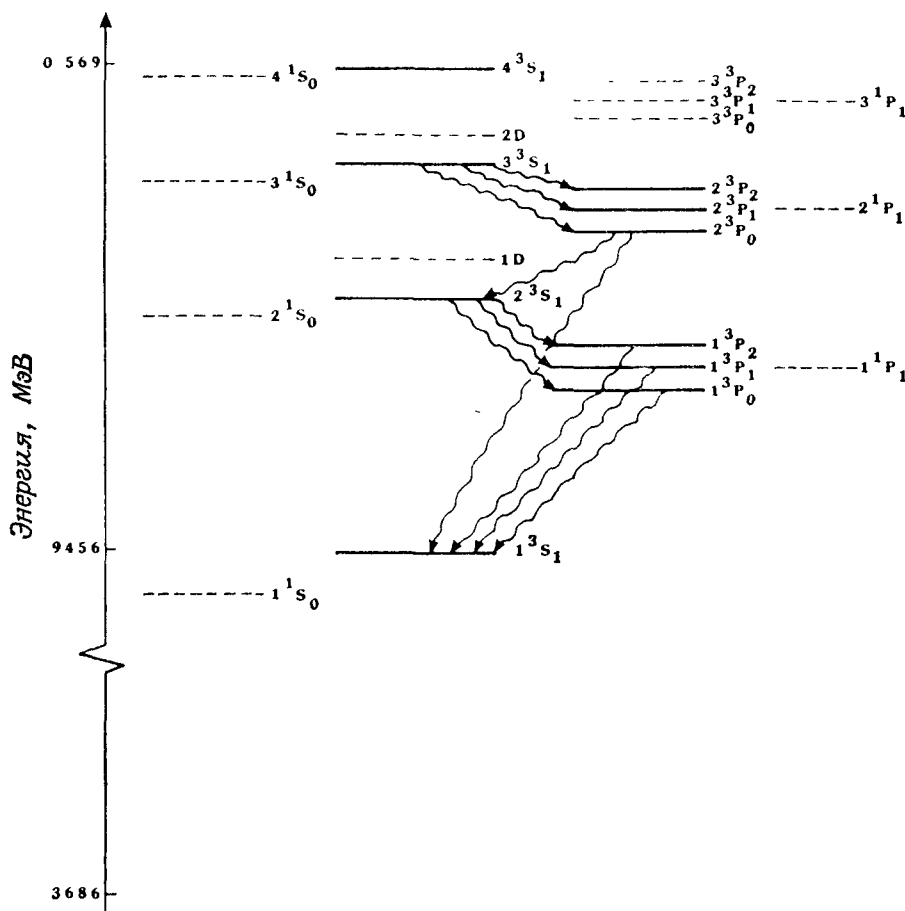


Рис. 5.5. Низшие энергетические уровни боттония. Уровни, показанные штриховой линией, пока еще не наблюдались экспериментально.

невозможна, поскольку нарушает закон сохранения импульса. Поэтому ортопозитроний аннигилирует на три фотона, испускаемые в одной плоскости. Каждый фотон имеет энергию, равную $(2/3)mc^2$, и испускается под углом 120° в системе ЦМ. Время жизни ортопозитрония составляет примерно $1,4 \cdot 10^{-7}$ с.

2. Спины электрона и позитрона антипараллельны. Это — состояние 1^1S_0 , называемое *парапозитронием*. Парапозитроний может аннигилировать на два фотона. Время жизни парапозитрония равно $\sim 0,125$ нс.

Отношение времен жизни этих двух состояний по порядку величины равно постоянной тонкой структуры α .

Связанная система ($e\bar{e}$) обладает возбужденными уровнями энергии, которые можно рассчитать с помощью квантовой механики. Они изображены на рис. 5.3а, где использованы классические спектроскопические обозначения с указанием подуровней энергии, обусловленных сверхтонким расщеплением.

По аналогии рассмотрим связанную систему, образованную из двух *тяжелых* кварков. Из-за сильного взаимодействия между кварками радиус боровской орбиты оказывается очень малым и близким к $7,7 \cdot 10^{-18}$ м. Очевидно, что на таком расстоянии вклад члена λr в потенциал взаимодействия пренебрежимо мал. Основными состояниями связанной системы $q\bar{q}$ являются 1^3S_1 и 1^1S_0 . На рис. 5.3б изображены возбужденные состояния этой системы, вычисленные с помощью квантовой механики. Здесь также использованы традиционные спектроскопические обозначения. Очевидно, что масштаб энергий здесь намного больше, чем в случае позитрония.

Эксперимент полностью подтверждает эту структуру как для связанной системы $c\bar{c}$, так и для системы $b\bar{b}$. Связанная система ($c\bar{c}$) кварков в состоянии 1^3S_1 представляет собой не что иное, как мезонный резонанс J/ψ , открытый в 1974 г. Это — основное состояние *чармония*. Связанная система $b\bar{b}$ была открыта в 1977 г. в Лаборатории им. Энрико Ферми.

На основе анализа каскада фотонов, испускаемых в результате аннигиляции двухкварковых систем, восстановлены энергетические диаграммы систем $c\bar{c}$ и $b\bar{b}$. Они изображены на рис. 5.4 и 5.5.

В случае связанных систем из более легких кварков можно ожидать, что самые легкие нестранные мезоны π и ρ являются аналогами основных состояний 1^1S_0 и 1^3S_1 атома водорода.

Такой спектроскопический анализ возможен и для систем из трех кварков, т. е. для барионов, но эта задача намного сложнее. Здесь необходимо рассматривать движение пары кварков относительно третьего. Если два кварка тождественны, то принцип Паули запрещает существование некоторых состояний. Например, системам из трех кварков uud и ddu , включающим соответственно протон и нейтрон, разрешается иметь два состояния со спином $3/2$ и одно состояние со спином $1/2$. Запрещенное состояние со спином $1/2$ имеет спин двухкварковой системы $S_{uu} = 0$. Магнитное взаимодействие цветовых зарядов уменьшает энергию состояния со спином $1/2$, чем и объясняется то, что протон и нейтрон самые легкие из всех барионов. Состояния Λ^{++} , Λ^+ , Δ^0 и Λ^- со спином $3/2$ аналогичны двум состояниям ρ , π , обусловленным спин-спиновым взаимодействием. Все четыре состояния со спином $S = 3/2$ обладают

удивительно близкими массами. Это обусловлено тем, что сами u - и d -кварки имеют очень близкие массы.

Замечание: траектории Редже. Пусть l — орбитальный момент системы из двух кварков, между которыми действует эффективный потенциал вида

$$V_{\text{эфф}}(r) = V(r) + \frac{l(l+1)}{r^2}. \quad (5.18)$$

Ситуация полностью аналогична рассматриваемой далее при изучении явления α -радиоактивности (§ 9.3.2). Второй член в выражении для потенциала является центробежным, приводящим к возникновению сил отталкивания. Его влияние увеличивается с ростом l , что приводит к уменьшению вероятности образования связанных состояний с большими значениями l (действие центробежных сил отталкивания). Именно по этой причине состояния с большими значениями l имеют, как правило, большие массы, чем состояния с меньшими l .

Так же как и в случае α -радиоактивности, из уравнения Шредингера для радиальной волновой функции следует уравнение, определяющее массу связанной системы из двух кварков:

$$l = A(m^2) + A_0.$$

Другими словами, если m_i — масса покоя i -го мезона и S_i — его спин, то можно написать

$$S_i = A(m_i)^2 + A_0. \quad (5.19)$$

Графическое изображение этой функции называется *траекторией Редже*. Траектории Редже сыграли важную роль в установлении свойств сильного взаимодействия. Они составляют основу феноменологического описания процессов сильного взаимодействия в области энергий, меньших обычно рассматриваемых в квантовой хромодинамике.

Указанным выше способом строятся траектории Редже для всех барионов. Значение константы A оказывается одинаковым и близким к величине $0,9 \text{ ГэВ}^{-2}$.

5.6. Законы сохранения квантовых чисел

5.6.1. Лептонный заряд (лептонное число)

Показано, что в области энергий, достижимых в лабораторных условиях, лептонное число L и лептонные числа всех трех семейств лептонов L_e , L_μ , L_τ сохраняются при всех видах взаимодействий:

$$\begin{aligned} \Sigma L_i &= \Sigma L_f = \text{const}, \\ \Sigma (L_e)_i &= \Sigma (L_e)_f = \text{const}, \\ \Sigma (L_\mu)_i &= \Sigma (L_\mu)_f = \text{const}, \\ \Sigma (L_\tau)_i &= \Sigma (L_\tau)_f = \text{const}, \end{aligned}$$

где индекс i относится к начальному, а f — к конечному состоянию.

Рассмотрим несколько примеров. Первый:

$$\begin{aligned}\mu^- &\rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e, \\ L : +1 &= +1 + 1 - 1 = +1, \\ L_\mu : +1 &= 0 + 1 + 0 = +1.\end{aligned}$$

Становится понятным, почему запрещен распад $\mu \rightarrow e + \gamma$. Аналогично

$$\begin{aligned}\pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \\ L : 0 &= +1 - 1 = 0; \\ \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \\ L : 0 &= -1 + 1 = 0.\end{aligned}$$

Этим законом сохранения объясняется также существование в природе реакций

$$\begin{aligned}\bar{\nu}_\mu + p &\rightarrow n + \mu^+, \\ \nu_\mu + n &\rightarrow p + \mu^-.\end{aligned}$$

Нейтрино, принадлежащие второму поколению лептонов (мюонные нейтрино), никогда не вызывают рождения электронов. И наоборот, нейтрино первого поколения (электронные нейтрино) никогда не рожают μ -мезонов.

5.6.2. Барионное число

Аналогично в области энергий, достижимых в лабораторных условиях, показана справедливость закона сохранения барионного числа

$$\Sigma B_i = \Sigma B_f = \text{const.}$$

В частности, этим законом объясняется существование в природе процесса β -распада нейтрона:

$$n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}_e.$$

Возможно, что в области сверхвысоких энергий (больше 10^{15} ГэВ) законы сохранения лептонного и барионного чисел нарушаются. В таком случае могут иметь место переходы кварков в лептоны.

5.6.3. Изотопический спин

Величина изоспина одинакова для всех членов мультиплета, имеющих различные электрические заряды, а потому он сохраняется при сильном взаимодействии, так как последнее не зависит от ве-

личины заряда. В противоположность этому в электромагнитных взаимодействиях изотопический спин не сохраняется.

Третья проекция изоспина I_3 сохраняется как в сильных, так и в электромагнитных взаимодействиях, поскольку это квантовое число позволяет различать частицы мультиплета с разными электрическими зарядами.

Рассмотрим, например, распад Σ^0 -гиперона, обусловленный электромагнитным взаимодействием:

$$\begin{aligned}\Sigma^0 &\rightarrow \Lambda^0 + \gamma, \\ I : 1 &\neq 0 + 0 \quad \text{не сохраняется,} \\ I_3 : 0 &= 0 + 0 \quad \text{сохраняется.}\end{aligned}$$

Слабое взаимодействие не сохраняет ни изоспин, ни его проекцию. Например:

$$\begin{aligned}\Sigma^- &\rightarrow n + \pi^-, \\ I : 1 &\neq 1/2 + 1 \quad \text{не сохраняется,} \\ I_3 : -1 &\neq -1/2 - 1 \quad \text{не сохраняется.}\end{aligned}$$

5.6.4. Странность S

Странность S сохраняется в сильных и электромагнитных взаимодействиях. Таким образом, имеем

$$\Sigma S_i = \Sigma S_f = \text{const.}$$

В слабых же взаимодействиях странность не сохраняется. Например:

$$\begin{aligned}\Lambda^0 &\rightarrow p + \pi^-, \\ S : -1 &\neq 0 + 0, \\ K^0 &\rightarrow \pi^+ + \pi^-, \\ S : +1 &\neq 0 + 0.\end{aligned}$$

В слабых взаимодействиях странность изменяется на единицу:

$$\Delta S = \pm 1.$$

В качестве иллюстрации к данному правилу укажем, что по этой причине Ξ^- -гиперон распадается не непосредственно на нуклон и π -мезон, а в два этапа с образованием на промежуточной стадии Λ^0 -гиперона:

$$\begin{aligned}\Xi &\rightarrow \Lambda^0 + \pi^-, \\ \Lambda^0 &\rightarrow p + \pi^-.\end{aligned}$$

5.7. Несохранение четности в слабых взаимодействиях

Мы определили понятие четности физической системы (§ 2.3.3) с математической точки зрения. Здесь мы рассмотрим эту физическую характеристику с другой, более наглядной, качественной точки зрения, лучше подходящей для ознакомления с экспериментом, в котором было доказано несохранение пространственной четности в слабых взаимодействиях (например, в процессах β -распада).

5.7.1. Закон сохранения четности

Потенциалы, определяющие физические явления как в атомной, так и в ядерной физике, обладают симметрией по отношению к операции отражения относительно любой плоскости. Отсюда следует, что во взаимодействиях как атомов, так и ядер четность должна сохраняться. Длительное время это свойство считалось безусловно выполняющимся во всех возможных случаях, т. е. предполагалось, что зеркальное изображение какого-либо события, наблюдаемого на опыте, может быть реализовано в действительном эксперименте.

В макроскопических системах ситуация оказалась совсем иной. Сложный биологический организм никогда не может быть полностью симметричным со своим изображением в зеркале. Спираль не тождественна своему изображению в зеркале, и это происходит по той причине, что системы, несимметричные относительно какой-либо плоскости, обладают, как принято говорить, определенной спиральностью.

Это фундаментальное различие между физическими системами и опытами в атомной физике и в макроскопической физике позволяет ясно понять простой пример, приведенный Энжем. Посмотрим, как ведет себя намагниченная стрелка под действием магнитного поля, создаваемого проводником с током.

1. На рис. 5.6 слева показана схема эксперимента в макроскопическом масштабе (опыт Эрстеда). В действительном эксперименте

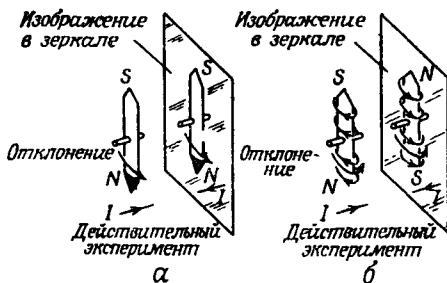


Рис. 5.6. Схемы простых опытов по исследованию закона сохранения четности (предложены Энжем). *a* — в случае опыта Эрстеда (макроскопический масштаб); *b* — в случае опыта с магнетизмом в атомном масштабе.

при направлении тока слева направо северный полюс намагниченной стрелки движется вперед. В зеркальном изображении эксперимента стрелка тоже движется вперед, но направление тока обратное. Это зеркальное изображение не соответствует никакому реальному эксперименту, следовательно, имеет место несохранение четности.

2. Можно мысленно представить эксперимент в микроскопической области, в котором ток I действует на *малые параллельные витки с током*, заменяющие намагниченную стрелку. Изображение такого эксперимента в зеркале соответствует вполне осуществимому эксперименту; следовательно, четность здесь сохраняется.

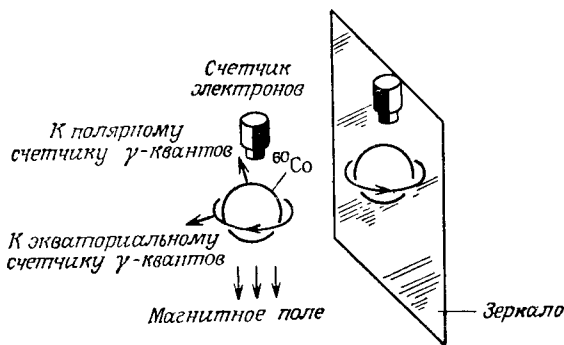


Рис. 5.7. Схема, поясняющая несохранение четности в β -распаде радиоактивных ядер кобальта ^{60}Co .

5.7.2. Несохранение четности в β -распаде

В 1956 г. Ли и Янг предложили провести эксперимент по проверке закона сохранения четности в процессе β -распада. Г-жа Ву с сотрудниками провела первый эксперимент такого рода. В качестве радиоактивного источника использовались ядра кобальта ^{60}Co , спины которых были *ориентированы* внешним магнитным полем (рис. 5.7). Очень простой способ определить, сохраняется ли четность в процессе β -распада, основан на измерении углового распределения электронов, испускаемых поляризованными ядрами ^{60}Co . Внешнее магнитное поле создает некое выделенное направление в пространстве. Предположим, что больше электронов испускается вверх, чем вниз. Тогда изображение в плоском зеркале (рис. 5.7) соответствует эксперименту, который невозможно осуществить. Ведь, согласно изображению, электроны по-прежнему испускаются в основном вверх, а направление вращения ядер, т. е. ориентация их спина, изменилось на обратное. Следовательно, имеет место несохранение четности.

Радиоактивные ядра ^{60}Co были имплантированы в кристалл азотнокислого церий-магния, который охлаждался жидким гелием до температуры 4,2 К. Внешнее магнитное поле выключалось, и методом электронного адиабатического размагничивания температура понижалась до 0,01 К. Затем снова включалось внешнее магнитное поле и измерялось угловое распределение испускаемых электронов в функции времени, т. е. измерялось изменение углового распределения по мере нагревания радиоактивного источника и разрушения вследствие этого заданной выстроенности спинов ориентированных ядер. Затем проводился в точности такой же эксперимент, но при обратном направлении внешнего магнитного поля.

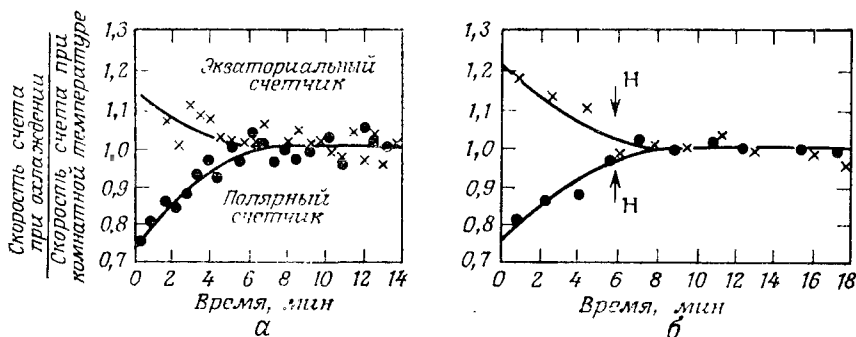


Рис. 5.8. Экспериментальные данные, полученные г-жой Ву с сотрудниками. а — асимметрия γ -излучения; б — асимметрия β -излучения.

На рис. 5.8 представлены результаты опыта г-жи Ву с сотрудниками. Слева даны показания двух детекторов γ -излучения, сцинтилляторами которых служили кристаллы йодистого натрия. Один из детекторов помещался в горизонтальной плоскости, проходящей через радиоактивный источник, а другой — строго над источником. Анизотропия γ -излучения была измеряемым эффектом, который позволил убедиться, что спины ядер ^{60}Co действительно ориентированы, вследствие чего имеет место угловая корреляция. При изменении же направления магнитного поля в вертикальной плоскости никакой анизотропии, а следовательно, и нарушения закона сохранения пространственной четности, не наблюдалось.

Для интерпретации эксперимента чрезвычайно важны показания кристалла антрацена, служившего детектором γ -излучения. Оказалось, что электронов испускается значительно больше в направлении, противоположном вектору магнитной индукции внешнего поля, чем в направлении вдоль поля. Это и является доказательством нарушения пространственной четности в процессе β -рас-

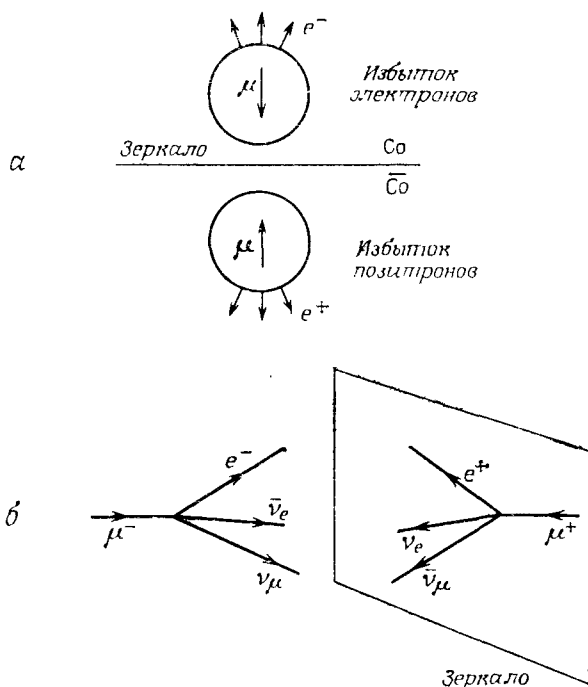


Рис. 5.9. а — сохранение CP -четности в β -распаде ядер кобальта ^{60}Co ; б — сохранение CP -четности в распаде мюона.

пада, что обусловлено наличием определенной *спиральности* нейтрино (§ 8.5.2).

В последующих экспериментах, в которых изучались распады гиперонов и мезонов, было подтверждено нарушение закона сохранения пространственной четности в слабых взаимодействиях.

Рассмотрим, например, последовательность распадов

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad (5.20)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu.$$

Максимум испускания позитронов наблюдается в направлении, противоположном пучку μ^+ -мезонов. Если бы четность сохранялась, то угловое распределение электронов было бы изотропным.

На рис. 5.9 изображены распады μ -мезона и его античастицы. Здесь имеет место сохранение CP -четности: при равных числах образовавшихся μ^- - и μ^+ -мезонов мы имеем одинаковое число электронов и позитронов,

5.7.3. Операция зарядового сопряжения

Операция зарядового сопряжения изменяет знаки зарядов Q , B , L , L_g и странности S на обратные, не меняя координат и импульсов частиц. Эта операция переводит частицу в соответствующую античастицу:

$$C(Q, B, L, L_g, S) = \eta_c(-Q, -B, -L, -L_g, -S). \quad (5.21)$$

Число η_c , равное $+1$ или -1 , называется зарядовой четностью частицы. Из этой формулы видно, что инвариантность теории относительно операции зарядового сопряжения весьма аналогична инвариантности относительно операции пространственного отражения. Зарядовая четность сохраняется в электромагнитных и сильных взаимодействиях, но не сохраняется в слабых взаимодействиях. В экспериментах г-жи Ву с сотрудниками было показано, что при β -распаде радиоактивных ядер ^{60}Co не сохраняется зарядовая четность. Из рис. 5.7 явствует, что закон сохранения зарядовой четности не выполняется. Если ядро превратить в антиядро, а электроны в позитроны, то наибольшее их число испускается в направлении ориентации магнитных моментов ядер.

Если же объединить операции пространственного отражения и зарядового сопряжения, то оказывается, что комбинированная CP -четность сохраняется, так как больше позитронов испускается в направлении, противоположном ориентации магнитных моментов ядер (рис. 5.9, а).

5.8. Несохранение CP -четности в слабых взаимодействиях

После того как экспериментально было обнаружено несохранение зарядовой и пространственной четностей в слабых взаимодействиях, была высказана гипотеза, что имеет место закон сохранения комбинированной CP -четности.

Однако в 1964 г. Христиансен, Кронин, Фитч и Тюрлей открыли несохранение CP -четности в распадах нейтрального K -мезона (приложение 3).

Объяснение этого явления сложное, и мы постараемся его упростить, насколько это возможно. Существуют две разновидности K^0 -мезона: короткоживущий K_S^0 -мезон с временем жизни около $0,9 \cdot 10^{-10}$ с, распадающийся на два π -мезона, и долгоживущий K_L^0 -мезон с временем жизни около $0,5 \cdot 10^{-7}$ с, распадающийся на три π -мезона,

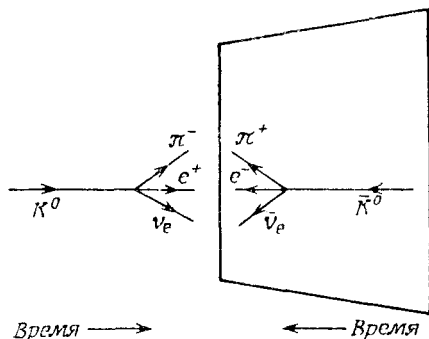


Рис. 5.10. Нарушение CP -инвариантности, наблюдаемое в распаде K_L^0 -мезона: позитронов несколько больше, чем электронов.

Долгоживущие K_L^0 -мезоны можно рассматривать как суперпозицию с равным весом K^0 -состояний и $\bar{K}^0$ -состояний, и, следовательно, можно предвидеть следующие реакции:

$$K_L^0 \rightarrow \pi^- + e^+ + \nu_e, \quad (5.22)$$

$$\bar{K}_L^0 \rightarrow \pi^+ + e^- + \bar{\nu}_e.$$

В случае сохранения CP -четности число электронов должно равняться числу позитронов (рис. 5.10). Однако названные выше авторы показали, что

$$\frac{\text{Число позитронов} - \text{Число электронов}}{\text{Число позитронов} + \text{Число электронов}} = 3 \cdot 10^{-3},$$

т. е. наблюдается несколько большее число позитронов, чем электронов.

Однако с тех пор не было обнаружено нарушения CP -инвариантности ни в каких других процессах. Не найдено и убедительного теоретического объяснения явления несохранения CP -четности в распадах K^0 -мезонов.

5.9. Следствие: нарушение T -инвариантности теории

Во всех известных процессах комбинированная CPT -четность сохраняется. Это свойство инвариантности приводит к выводу о необходимости строгого равенства масс и времен жизни частиц и их античастиц. Такое равенство проверялось многократно и иногда с очень большой точностью. Например, в случае распадов K^0 -мезонов была получена следующая оценка:

$$\frac{m(K^0) - m(\bar{K}^0)}{m(K^0)} \leq 10^{-14}.$$

Если CPT -инвариантность теории имеет место, то несохранение комбинированной CP -четности автоматически влечет за собой не-

сохранение временной T -четности. Симметрия по отношению к операции обращения времени означает, что возможны любые процессы, в которых направление всех движений изменено на обратное, т. е. процессы, в которых время как бы течет вспять.

Существование электрического дипольного момента у некоторых нейтральных частиц явилось бы свидетельством нарушения T -инвариантности в природе. Предположим, что спин и вектор электрического дипольного момента ориентированы в одном и том же направлении. При обращении времени вектор спина меняет свое направление, но это никак не сказывается на ориентации электрического дипольного момента, поскольку заряд частицы при такой операции не меняется. Таким образом, после операции обращения времени два рассмотренных вектора направлены в разные стороны. Следовательно, начальная и конечная конфигурации системы физически неэквивалентны. Мы имеем нарушение T -инвариантности, или несохранение временной четности.

В противоположность этому магнитный дипольный момент связан со спином, т. е. с движением зарядов. Поэтому при изменении хода времени магнитный дипольный момент меняет свое направление, так же как и спин.

В табл. 5.3 сведены все законы сохранения, известные в ядерной физике и в физике частиц. Из этой таблицы явствует, что с увели-

Таблица 5.3. Законы сохранения в ядерной физике и в физике частиц
Конец стрелки указывает на величины, не сохраняющиеся в данном взаимодействии

Величина	Взаимодействия		
	Сильное	Электро- магнитное	Слабое
Заряд Q	↓	↓	↓
Энергия E	↓	↓	↓
Импульс P	↓	↓	↓
Угловой момент J	↓	↓	↓
Лептонный заряд L	↓	↓	↓
Лептонный заряд поколения L_g	↓	↓	↓
Барионное число B	↓	↓	↓
CPT -четность	↓	↓	↓
Комбинированная CP -четность	↓	↓	Нет
Зарядовая C -четность	↓	↓	Нет
Временная T -четность	↓	↓	Нет
Пространственная P -четность	↓	↓	Нет
Странность S	↓	↓	Нет
Проекция изоспина I_3	↓	↓	Нет
Изоспин I	↓	Нет	Нет

чением силы взаимодействия увеличивается и уровень его симметрии, т. е. число законов симметрии, выполняющихся в данном взаимодействии.

5.10. Фундаментальные частицы. Действительно ли они фундаментальные?

Являются ли лептоны и кварки точечными фундаментальными частицами? При достигнутом на сегодня уровне пространственного разрешения $\sim 10^{-18}$ м они действительно представляются нам таковыми. Лептоны и кварки играют во многом аналогичные роли

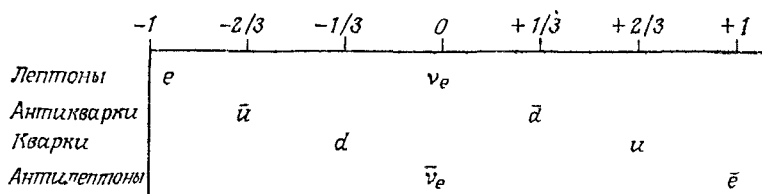


Рис. 5.11. Наблюдаемая симметрия электрического заряда лептонов и кварков первого поколения (заряд частиц указан в единицах заряда электрона).

в физике частиц (см. табл. 2.1). В частности, наблюдаемая последовательность поколений частиц и следствия из единых теорий взаимодействий позволяют предположить существование другого, более глубокого уровня фундаментальности, на котором эта связь более четко проявляется. На рис. 5.11, где представлены лептоны и кварки первого поколения, связь между ними показана весьма убедительно.

В некоторых теориях вводятся структурные объекты, общие для лептонов и кварков. Например, согласно гипотезе Пати, Салама и Стэтди, фундаментальными частицами являются прекварки, или *преоны*, трех типов: h_i , ω_j , s_k . Частицы h называются *сомонами* (от греческого слова soma, или тело). Они играют определяющую роль в создании массы системы. Трем поколениям кварков соответствуют сомонаы трех разных типов: h_1 , h_2 , h_3 .

Частицы ω называются *флавами* (от английского слова flavor, означающего аромат). Они определяют величину электрического заряда частицы и должны быть двух видов: ω_1 и ω_2 .

Частицы s называются *хромонами* и определяют цветовой заряд кварков и лептонов. Первые три хромона s_1 , s_2 , s_3 цветные и ответственны за наличие трех цветов у кварков. Четвертый хромон s_0 бесцветен и является преоном для заряженных лептонов.

Например, u - и d -кварки имеют, соответственно, преонный состав $h_1 w_1 c_3$ и $h_1 w_2 c_3$; μ -мезон является комбинацией преонов $h_2 w_2 c_0$ и т. д. Согласно названному выше авторам, взаимодействие между прекварками аналогично магнитному взаимодействию. Сами преоны переносят магнитные заряды, но лептоны и кварки, являясь составными частицами, имеют полный магнитный заряд, равный нулю.

Резюмируем все сказанное. Чем меньше размеры связанной системы фундаментальных объектов, которую мы представляем себе в виде какой-либо частицы, тем больше ее внутренняя энергия связи. Например, в атомах, размеры которых — порядка 10^{-9} м, энергия связи электронов с ядром составляет от нескольких электронвольт до нескольких килоэлектронвольт. В ядрах, радиус которых — около 10^{-14} м, энергия связи кварков составляет несколько сотен мегаэлектронвольт. В кварках, радиус которых предположительно меньше 10^{-18} м, энергия связи составляющих их объектов должна быть от нескольких тераэлектронвольт ($1 \text{ ТэВ} = 10^{12} \text{ эВ}$) до нескольких сотен тераэлектронвольт.

Таким образом, если мы хотим наблюдать фундаментальные частицы, из которых, возможно, состоят кварки, нам необходимо на ускорителях достичь энергий хотя бы порядка 10 ТэВ .

Если последним и окончательным фундаментальным уровнем строения материи являются три поколения лептонов и три поколения кварков, то не должно наблюдаться никаких существенно новых физических явлений в области энергий, которая начинается со значений, характерных для масс W - и Z^0 -бозонов (и равных $\sim 100 \text{ ГэВ}$) или отвечающих порогу рождения пар t -кварков, и простирается до значений, характеризующих масштаб великого объединения, т. е. $\sim 10^{15} \text{ ГэВ}$. Если же лептоны и кварки являются составными объектами, то можно ожидать наблюдения огромного числа новых физических явлений в области энергий порядка 10 ТэВ и несколько выше. Отсюда и вытекает необходимость строительства новых, более мощных ускорителей (§ 1.7.4).

Радиоактивность (в экспериментальном аспекте)

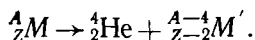
Механизмы явлений радиоактивности связаны с соответствующими взаимодействиями. Свойства взаимодействий будут кратко рассмотрены в последующих главах. Здесь же мы дадим общее описание радиоактивных элементов, природных и искусственных. Трансурановым элементам, т. е. редким радиоактивным явлениям, будет отведено два параграфа.

6.1. Основные виды радиоактивности

Редкие радиоактивные явления, в частности испускание ядер в ядерных реакциях, вызываемых тяжелыми бомбардирующими частицами, будут рассмотрены в § 6.8. Здесь же мы будем рассматривать лишь радиоактивные процессы, наиболее часто встречающиеся в природе.

6.1.1. Альфа-распад

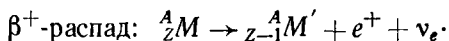
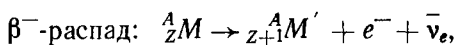
В процессах α -распада испускаемой частицей является ядро гелия:



Впервые α -излучение обнаружил Беккерель в 1896 г. Оно наблюдалось только у тяжелых ядер, для большинства из которых число Z больше магического числа, равного 82. Если дочернее ядро M' образуется в возбужденном состоянии, то после испускания α -частицы спустя примерно 10^{-14} с испускается γ -квант.

6.1.2. Бета-распад

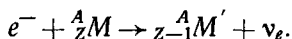
В процессах бета-распада ядро испускает электрон и антинейтрино или же позитрон и нейтрино по следующей схеме:



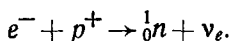
Дочернее ядро является изобарой по отношению к начальному ядру. Этот вид радиоактивности возможен для ядер с любыми значениями атомного числа, включая нейтрон ($Z = 0$), являющийся самым легким из всех радиоактивных объектов.

Некоторые ядра нестабильны как по отношению к β^- -распаду, так и по отношению к β^+ -распаду. В этом случае они характеризуются определенными отношениями вероятностей этих процессов $\lambda(\beta^-)/\lambda(\beta^+)$.

Электронный захват происходит в результате взаимодействия электрона атома с его ядром. Этот процесс сопровождает β^+ -распад ядер или происходит независимо, согласно реакции



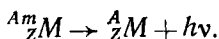
Основой механизма данного процесса является элементарная реакция



Испускаемые нейтрино являются монохроматическими.

6.1.3. Ядерная изомерия

Иногда «гамма-излучением» называют процесс испускания γ -квантов ядрами, находящимися в метастабильном состоянии (отделенном от основного очень малым энергетическим интервалом), при их переходе в основное состояние в соответствии с реакцией



Согласно принципу неопределенности, время жизни таких ядер, называемых ядерными изомерами, сравнительно велико. Эти процессы — классический пример перехода системы из возбужденного состояния в основное состояние.

6.1.4. Спонтанное деление

В этом случае ядро распадается на несколько фрагментов (их число чаще всего равняется двум), одновременно испуская несколько быстрых нейтронов. Данное явление имеет место только в случае ядер самых тяжелых элементов. По-видимому, именно этим процессом ограничивается стабильность тяжелых ядер и затрудняется получение сверхтяжелых элементов с атомным числом больше 110.

Например, ядро ${}^{252}\text{Cf}$ имеет период спонтанного полураспада, равный 2,64 года. Небольшие радиоактивные источники, изготовленные на основе таких ядер, позволяют осуществлять облучение злокачественных опухолей и проводить лечение методом нейтрон-

ной терапии. Такие же источники используются в нейтронографии (нейтронной радиографии), например для контроля за качеством сварных швов в самолетостроении. Ядра калифорния являются отличным радиоактивным источником для запуска ядерных реакторов деления. В США ежегодная потребность в этом элементе для подобных целей составляет около 150 мг (или 3000 ГБк).

6.2. Основной закон радиоактивного распада, активность источника

6.2.1. Постоянная распада

Для каждого из ядер некоторой совокупности тождественных ядер имеется определенная (одинаковая для всех ядер) вероятность λ распада в единицу времени. Биномиальный закон распределения вероятностей дает для среднего числа dN ядер, распадающихся за время dt , выражение

$$dN = \lambda N dt, \quad (6.1)$$

где N — полное число тождественных нестабильных ядер, имеющих в физической системе в момент времени t . Вероятность $W(dN')$ распада dN' ядер за время dt дается законом Пуассона:

$$W(dN') = \frac{(dN)^{dN'}}{(dN')!} e^{-(dN)}. \quad (6.2)$$

Константа λ называется *постоянной радиоактивного распада* для данного вида радиоактивности. Эксперимент подтверждает формулу (6.2), выражающую случайный характер радиоактивного распада. Поэтому имеем

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (6.3)$$

где N_0 — число нестабильных ядер в начальный момент времени.

Для отдельно взятого индивидуального ядра ($N_0 = 1$) величина $e^{-\lambda t}$ есть вероятность не распасться за время t . Тогда величина $(1 - e^{-\lambda t})$ есть не что иное, как вероятность для данного ядра претерпеть распад за время t . В качестве примера рассмотрим ядро ^{226}Ra , для которого $\lambda = 1,37 \cdot 10^{-11} \text{ с}^{-1}$. Из данного значения λ следует, что в среднем каждую секунду распадается одно ядро из ста миллиардов. В табл. 6.1 приводятся массы некоторых радиоактивных ядер, обладающие активностью в 1 ГБк.

Постоянная распада λ не зависит от внешних условий, в которых находится источник (температура, давление, внешнее магнитное поле, химическое состояние элемента в момент распада и т. д.), поскольку ядро защищено от внешних воздействий электронной

Таблица 6.1. Массы некоторых радионуклидов с активностью около 1 ГБк

Ядро	Период полураспада	λ , с ⁻¹	Масса, г
$^{198}_{79}\text{Au}$	2,695 дн	$2,976 \cdot 10^{-6}$	$11,05 \cdot 10^{-8}$
$^{222}_{86}\text{Rn}$	3,8235 дн	$2,098 \cdot 10^{-6}$	$17,577 \cdot 10^{-8}$
$^{32}_{15}\text{P}$	14,28 дн	$0,562 \cdot 10^{-6}$	$9,458 \cdot 10^{-8}$
$^{60}_{27}\text{Co}$	5,271 лет	$4,169 \cdot 10^{-9}$	$2,39 \cdot 10^{-5}$
$^{137}_{55}\text{Cs}$	30,15 лет	$7,289 \cdot 10^{-10}$	$3,122 \cdot 10^{-4}$
$^{226}_{88}\text{Ra}$	1600 лет	$13,73 \cdot 10^{-12}$	$2,734 \cdot 10^{-2}$
$^{235}_{92}\text{U}$	$7,037 \cdot 10^8$ лет	$31,23 \cdot 10^{-18}$	$1,250 \cdot 10^4$
$^{238}_{92}\text{U}$	$4,468 \cdot 10^9$ лет	$4,92 \cdot 10^{-18}$	$8,04 \cdot 10^4$

оболочкой атома. В некоторых случаях эта защита не столь совершенна, и тогда значения λ могут несколько различаться в зависимости от условий опыта. Рассмотрим два таких примера.

1. *Влияние химической структуры.* Возьмем ядра ^7Be (см. табл. 6.1), входящие в состав атомов Be и в состав молекулы $^7\text{BeF}_2$. Атом элемента содержит четыре электрона. В молекуле же BeF₂ атом бериллия отдает два своих электрона L-оболочки атому фтора и образует соединение (F⁻)(Be⁺⁺)(F⁻). В результате этого изменяется электрическое поле в окрестности ядра атома бериллия, что приводит к изменению постоянной распада λ :

$$\frac{\lambda(\text{Be}) - \lambda(\text{BeF}_2)}{\lambda} = (1,2 \pm 0,1) \cdot 10^{-3}.$$

2. *Влияние давления.* Этот фактор приводит к увеличению значений λ . Так, например, величина ($\Delta\lambda/\lambda$) практически прямо пропорциональна давлению. Данное явление используется для измерения очень больших давлений. В качестве примера укажем относительные изменения постоянных распада некоторых радиоактивных ядер при увеличении давления на один килобар ($\sim 10^8$ Па):

$$^7_4\text{Be} : \Delta\lambda/\lambda = (2,2 \pm 0,1) \cdot 10^{-5},$$

$$^{99m}_{43}\text{Tc} : \Delta\lambda/\lambda = (4,6 \pm 2,3) \cdot 10^{-6},$$

$$^{131}_{56}\text{Ba} : \Delta\lambda/\lambda = 0,66 \cdot 10^{-5}.$$

6.2.2. Среднее время жизни τ , период полураспада $t_{1/2}$ (рис. 6.1)

Вероятность распада ядра в промежуток времени между t и $t + dt$ равна произведению вероятности существования ядра в момент времени t , даваемой экспонентой $e^{-\lambda t}$, на вероятность его распада за промежуток времени dt , даваемую выражением λdt . Тогда в соответствии с определением математического ожидания среднее время жизни ядра вычисляется по формуле

$$\tau = \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} \lambda dt = \frac{1}{\lambda}. \quad (6.4)$$

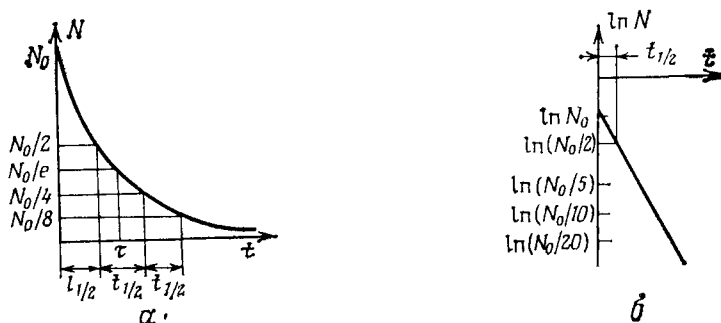


Рис. 6.1. Экспоненциальное убывание активности во времени, а — линейный масштаб по оси ординат; б — логарифмический масштаб по оси ординат.

Отсюда и из формулы (6.3) виден физический смысл параметра τ : это время, за которое распадается (N_0/e) ядер, где e — основание натуральных логарифмов ($e = 2,718281828 \dots$).

В практической деятельности гораздо удобнее характеризовать радиоактивные элементы их периодами полураспада $t_{1/2}$. Это время, за которое распадается половина взятых начальных радиоактивных ядер $N = N_0/2$:

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} = 0,693\tau. \quad (6.5)$$

По истечении времени, в k раз большего периода полураспада, число нераспавшихся ядер будет равно

$$N = N_0 e^{-\lambda(k t_{1/2})} = \frac{N_0}{2^k}.$$

6.2.3. Активность источника радиоактивного излучения

Уравнением (6.1) определяется активность радиоактивного препарата: *это число распадов в 1 с*. За единицу измерения активности принимается 1 распад в секунду, что соответствует $dN = 1$. Определенная таким образом единица активности называется *беккерелем* (Бк). Из табл. 6.1 видно, что эта единица измерения очень мала. Чаще пользуются кратными ей величинами — мегабеккерелем (МБк) и гигабеккерелем (ГБк). Для радиоактивного источника с заданной активностью требуется тем меньшее количество радиоактивного препарата, чем меньше его период полураспада. Приведем в гигабеккерелях порядки величин активности некоторых радиоактивных источников. Радон ^{222}Rn , содержащийся в 1 м³ атмосферного воздуха, имеет активность около $4 \cdot 10^{-9}$ ГБк. Урановая руда с 10 % активности чистого урана обладает активностью $1,3 \times 10^{-4}$ ГБк/кг. Источники, используемые для гаммаграфии в промышленности, имеют активность от 4 до 40 ГБк. Радиоактивные препараты на основе ^{60}Co , используемые в медицине для радиотерапии, имеют активность от 75 до $200 \cdot 10^3$ ГБк. Активность источников, используемых при проведении химического анализа образцов, составляет около 10^6 ГБк. Атомная бомба, эквивалентная 20 кт тринитротолуола (ТНТ), через минуту после взрыва создает активность $\sim 7,4 \cdot 10^{13}$ ГБк.

Замечание. Прежде пользовались единицей активности, носившей название *кюри* (не рекомендуется к употреблению в настоящее время). Она была введена еще в 1910 г. Активностью, равной 1 кюри (1 Ки), обладает масса радона, находящаяся в вековом равновесии (§ 6.3) с одним граммом радия и равная примерно 6,5 мкг. В то время единственным радиоактивными источниками были радий и радон. С началом эпохи атомной энергии определение единицы активности было обобщено и изменено так, чтобы его можно было применять к любым радиоактивным элементам. Согласно этому, последнему определению, активностью в 1 Ки обладает любой источник, в котором происходит $3,7 \cdot 10^{10}$ распадов в секунду, независимо от природы испускаемых частиц. Недавно проведенные измерения показывают, что активность 1 г радия (или 6,5 мкг радона) составляет около 0,989 кюри. Соответствие между рассмотренными единицами активности таково:

$$\begin{aligned} 1 \text{ Ки} &= 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}, & 1 \text{ Бк} &= 0,27 \cdot 10^{-10} \text{ Ки}, \\ 1 \text{ мКи} &= 37 \text{ МБк}, & 1 \text{ МБк} &= 0,027 \text{ мКи}. \end{aligned}$$

6.3. Последовательность радиоактивных распадов (рис. 6.2)

При распаде некоторых радиоактивных элементов образуются ядра, которые тоже радиоактивны и дают свои продукты распада и так далее. Такой сложный распад, содержащий последовательность простых радиоактивных распадов, в случае естественной радиоактивности может содержать до 15 промежуточных стадий. Для

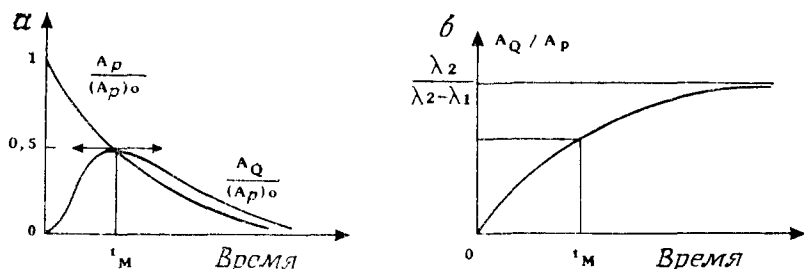


Рис. 6.2. Изменение во времени активностей двух членов радиоактивного ряда в случае, когда $(t_{1/2})_1 > (t_{1/2})_2$. а — активности родительского A_P и дочернего A_Q веществ, нормированные на начальную активность родительского вещества $(A_P)_0$; б — отношение активностей A_Q/A_P .

приложений важно знать временную зависимость количества радиоактивных элементов, образующихся на промежуточных стадиях. Мы ограничимся только одним случаем последовательного распада, когда в результате распада «родительского» ядра P с постоянной распада λ_1 образуется «дочернее» ядро Q с постоянной распада λ_2 . Это последнее ядро в свою очередь распадается и производит *стабильное* ядро R . Пусть в начальный момент времени имеется P_0 родительских ядер ($Q_0 = R_0 = 0$). В промежуток времени между t и $t + dt$ образуется $\lambda_1 P$ дочерних ядер, из которых распадется $\lambda_2 Q dt$ ядер. Таким образом, имеем

$$\begin{aligned} dP &= -\lambda_1 P dt, \\ dQ &= (\lambda_1 P - \lambda_2 Q) dt, \\ dR &= \lambda_2 Q dt. \end{aligned}$$

В результате интегрирования получаем

$$\begin{aligned} P &= P_0 e^{-\lambda_1 t}, \\ Q &= \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} P_0 (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}), \end{aligned} \quad (6.6)$$

$$R = P_0 \left(1 + \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_2 t} - \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t} \right). \quad (6.7)$$

Соответствующие активности (в беккерелях) равны:

$$\begin{aligned} A_P &= -\frac{dP}{dt} = \lambda_1 P = (A_P)_0 e^{-\lambda_1 t}, \\ A_Q &= \lambda_2 Q = \frac{(A_P)_0 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}), \\ \frac{A_Q}{A_P} &= \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} (1 - e^{-(\lambda_2 - \lambda_1) t}). \end{aligned} \quad (6.8)$$

Относительные величины λ_1 и λ_2 являются основными параметрами сложного распада. Рассмотрим важный для практики случай, когда период полураспада родительских ядер больше периода полураспада дочерних ядер: $(t_{1/2})_1 > (t_{1/2})_2$, $\lambda_1 < \lambda_2$.

В соответствии с формулой (6.6) величина Q растет и достигает максимума в момент времени t_M , в который устанавливается равенство между количеством образующихся дочерних ядер и количеством распадающихся дочерних ядер. Для момента t_M можем написать

$$\lambda_1 P = \lambda_2 Q,$$

или

$$P(t_M) = P_0 e^{-\lambda_1 t_M},$$

$$Q(t_M) = \frac{\lambda_1 P_0}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t_M} - e^{-\lambda_2 t_M}).$$

Отсюда получаем

$$\frac{\lambda_1 P_0}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t_M} = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} P_0 e^{-\lambda_2 t_M},$$

$$\frac{\lambda_2}{\lambda_1} = e^{(\lambda_2 - \lambda_1) t_M}, \quad (6.9)$$

$$t_M = \frac{\ln(\lambda_2/\lambda_1)}{\lambda_2 - \lambda_1},$$

$$A_Q(t_M) = (A_P)_0 e^{-\lambda_1 t_M} = (A_P)_0 \left[\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right]^{\lambda_1/\lambda_2 - \lambda_1}.$$

По истечении времени $0,693/(\lambda_2 - \lambda_1)$ отношение A_Q/A_P становится практически константой, равной

$$\frac{A_Q}{A_P} = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}, \quad (6.10)$$

и устанавливается равновесный режим. Все сказанное иллюстрируется графиками рис. 6.2. На рис. 6.2, а представлены временные зависимости отношений активностей ядер сорта P и Q к начальной активности родительских ядер $(A_P)_0$. Пересечением двух кривых определяется момент времени t_M , в который величина A_Q принимает максимальное значение. На рис. 6.2, б приведена временная зависимость отношения A_Q/A_P , которое с увеличением времени стремится к своему асимптотическому значению (6.10).

Рассмотрим предельный случай, когда $(t_{1/2})_1 \gg (t_{1/2})_2$, т. е. $\lambda_1 \ll \lambda_2$. В этом случае величина A_P практически постоянна. Формулу (6.6) можно переписать в виде

$$Q = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} P_0 e^{-\lambda_1 t} [1 - e^{(\lambda_1 - \lambda_2) t}].$$

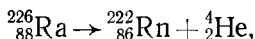
Так как постоянная λ_1 пренебрежимо мала по сравнению с λ_2 , мы имеем

$$Q = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} P (1 - e^{-\lambda_2 t}).$$

По истечении промежутка времени, достаточно большого по сравнению с периодом полураспада $(t_{1/2})_2$, получаем

$$\begin{aligned}\lambda_2 Q &= \lambda_1 P, \\ A_0 &= A_P.\end{aligned}\tag{6.11}$$

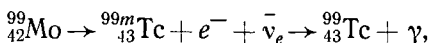
Наступает *идеальное равновесие*, называемое *вековым равновесием*, если период полураспада $(t_{1/2})_1$ по порядку величины составляет около 100 лет. Такое равновесие между радием и радоном устанавливается за несколько недель:



$$(t_{1/2})_1 = 1600 \text{ лет}, \quad (t_{1/2})_2 = 3,8235 \text{ дн.}$$

Самое первое определение единицы активности (кюри) было основано на представлении о таком равновесии.

В медицине при диагностике, осуществляемой с помощью радиоактивных препаратов, используется рабочее равновесие: определенное количество родительских ядер играет роль «генератора», который непрерывно дает дочерние радиоактивные ядра; несложный сепаратор позволяет отделять их от других компонент и немедленно использовать. Классическим примером может служить процесс



$$(t_{1/2})_1 = 2,7471 \text{ дн}, \quad (t_{1/2})_2 = 6,007 \text{ ч.}$$

Ядра ${}^{99m}\text{Tc}$ широко используются в медицине. Они легко входят в состав различных молекул и поэтому чрезвычайно удобны для применения в диагностических целях. Радиоактивный ${}^{99}\text{Mo}$ вводят в набивку из окиси алюминия хроматографической колонки. Технеций элюируют из колонки по мере надобности, оставляя в ней молибден.

6.4. Естественная радиоактивность

6.4.1. Радиоактивность элементов, содержащихся в земной коре (табл. 6.2 и 6.3)

В период формирования планеты Земля, т. е. около 4,6 млрд. лет назад, образовались изотопы различных элементов. Часть из них были радиоактивными изотопами с относительно коротким време-

Таблица 6.2. Три радиоактивных ряда, существующие в природных условиях, и четвертый ряд ($4n + 1$), полученный в лабораторных условиях (который мог в прошлом существовать некоторое время после образования Земли и в природных условиях)

Массовое число A	Название ряда	Начальный изотоп и его период полураспада	Газообразный изотоп и его период полураспада	Конечный изотоп
$4n$	Ряд тория	$^{232}_{90}\text{Th}$; $1,405 \cdot 10^{10}$ лет	Торон Tn 55,6 с	$^{208}_{82}\text{Pb}$
$4n + 1$	Ряд нептуния	$^{237}_{93}\text{Np}$; $2,14 \cdot 10^6$ лет	—	$^{209}_{83}\text{Bi}$
$4n + 2$	Ряд урана — радия	$^{238}_{92}\text{U}$; $4,468 \cdot 10^9$ лет	Радон Rn 3,8235 дн	$^{206}_{82}\text{Pb}$
$4n + 3$	Ряд урана — актиния	$^{235}_{92}\text{U}$; $7,037 \cdot 10^8$ лет	Актинон An 3,96 с	$^{207}_{82}\text{Pb}$

нем жизни и по этой причине уже распались. Таким образом, за естественную радиоактивность ответственными являются лишь те элементы, периоды полураспада которых сравнимы с возрастом Земли. Почти все радиоактивные элементы связаны с тремя генетическими радиоактивными рядами, или «семействами», первые родительские элементы которых имеют период полураспада порядка миллиардов лет (табл. 6.2). Серия последовательных распадов, содержащих иногда до 15 промежуточных элементов в каждом из трех радиоактивных рядов, в конце концов заканчивается образованием стабильного изотопа свинца (поскольку $Z = 82$ есть магическое число). В каждом семействе обязательно присутствует изотоп радона ^{86}Rn , который существует лишь в газообразном состоянии и относится к инертным газам. Инертные газы выходят из земной коры на поверхность и попадают в атмосферу. Они используются в физике атмосферы в качестве индикаторов движения воздуха в верхних слоях атмосферы (радон) или же вблизи поверхности Земли (торон). В естественных условиях не существует в природе ряда ($4n + 1$). Элемент нептуний ^{237}Np , получаемый искусственно в ядерных реакторах, является начальным родительским ядром длинного радиоактивного ряда элементов, аналогичного трем предыдущим. Можно полагать, что ^{237}Np образовался в период формирования Земли, но элементы этого радиоактивного ряда к настоящему времени полностью распались. Последнее семейство естественным образом дополняет табл. 6.2.

К трем семействам радиоактивных элементов, встречающихся в природе, добавим некоторые радионуклиды с большими перио-

Таблица 6.3. Радионуклиды, встречающиеся в земной коре и не образующие радиоактивных рядов

Радионуклид	Распространенность изотопа, %	Период полураспада, лет	Вид излучения	Дочернее стабильное ядро
^{40}K	0,0117	$1,26 \cdot 10^9$	β^- , β^+ , K-захват	^{40}Ca , ^{40}Ar
^{87}Rb	27,83	$4,8 \cdot 10^{10}$	β^-	^{87}Sr
^{113}Cd	12,2	$9 \cdot 10^{15}$	β^-	^{113}In
^{115}In	95,7	$5,1 \cdot 10^{14}$	β^-	^{115}Sn
^{138}La	0,089	$1,1 \cdot 10^{11}$	β^- , K-захват	^{138}Ba , ^{138}Ce
^{144}Nd	23,8	$2,1 \cdot 10^{15}$	α	^{140}Ce
^{147}Sm	15,1	$1,06 \cdot 10^{11}$	α	^{143}Nd
^{148}Sm	11,3	$8 \cdot 10^{15}$	α	^{144}Nd
^{152}Gd	0,20	$1,1 \cdot 10^{14}$	α	^{148}Sm
^{176}Lu	2,61	$3,6 \cdot 10^{10}$	β^-	^{176}Hf
^{174}Hf	0,16	$2,0 \cdot 10^{15}$	α	^{170}Yb
^{187}Re	62,60	$4 \cdot 10^{10}$	β^-	^{187}Os
^{190}Pt	0,013	$6 \cdot 10^{11}$	α	^{186}Os

Таблица 6.4. Основные радионуклиды, образующиеся в атмосфере под действием космического излучения

Радионуклид	Период полураспада	Вид излучения
^3_1H	12,34 лет	β^-
^7_4Be	53,20 дн	K-захват
$^{10}_4\text{Be}$	$1,6 \cdot 10^6$ лет	β^-
$^{14}_6\text{C}$	5730 лет	β^-
$^{22}_{11}\text{Na}$	2,602 лет	β^+ , K-захват
$^{26}_{13}\text{Al}$	$7,16 \cdot 10^5$ лет	β^+ , K-захват
$^{32}_{14}\text{Si}$	$1,3 \cdot 10^6$ лет	β^-
$^{32}_{15}\text{P}$	25,56 дн	β^-
$^{35}_{16}\text{S}$	87,44 дн	β^-
$^{36}_{17}\text{Cl}$	$3,01 \cdot 10^5$ лет	β^- , K-захват
$^{39}_{17}\text{Cl}$	1 ч	β^-
$^{41}_{20}\text{Ca}$	10^5 лет	K-захват
$^{81}_{36}\text{Kr}$	$2,1 \cdot 10^5$ лет	K-захват

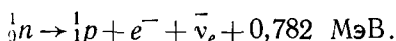
дами полураспада, но не образующими радиоактивные ряды. Они приведены в табл. 6.3. Широко используемым является изотоп калия ^{40}K . По отношению процентного содержания изотопов $^{40}\text{K}/^{40}\text{Ag}$ в минералах можно определить их возраст.

6.4.2. Радиоактивность атмосферы (табл. 6.4)

На широтах около 40° относительно магнитных полюсов Земли первичное космическое излучение состоит из протонов (86 %), ядер гелия ^4_2He (12 %) и ядер более тяжелых элементов (2 %). Они взаимодействуют с ядрами других элементов, находящихся в верхних слоях атмосферы (на высоте более 15 км). В результате образуются радиоактивные ядра и вторичные частицы, которые в свою очередь могут создавать радионуклиды, взаимодействуя с веществом атмосферы. Создаваемая радиоактивность достаточно слабая, но некоторые из образующихся радионуклидов могут служить чувствительными индикаторами различных физических процессов, что находит практическое применение, о чем мы скажем ниже.

6.4.3. Радиоактивный распад (β^- -распад) нейтрона

Разность масс нейтрона и протона $m_n - m_p = 0,00231 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 0,792 \text{ МэВ}/c^2$ намного больше массы электрона. Свободный нейтрон испускает β^- -частицу:



Такой β^- -распад нейтрона был открыт в 1948 г. после ввода в строй ядерных реакторов деления большой мощности в Ок-Ридже. В 1950 г. Робсон провел точные измерения в Чок-Ривере характеристик этого процесса и установил форму энергетического спектра электронов, испускаемых при распаде нейтрона. Период полураспада нейтрона оказался равным

$$t_{1/2} = 624,9 \pm 6,2 \text{ с}.$$

6.5. Измерения с помощью радионуклидов, образующихся в атмосфере

По содержанию радионуклидов в воде, тканях живых организмов и в твердых телах можно определять возраст этих веществ и иногда очень точно. Содержание радионуклидов в веществе определяется по радиоактивности или же непосредственно с помощью сверхчувствительных масс-спектрометров.

6.5.1. Методы, основанные на измерении активности

Такие методы применимы только тогда, когда активность исследуемых веществ достаточно велика, т. е. когда период полураспада содержащихся в них радионуклидов не очень велик. Таким способом было определено содержание трития ^3H ($t_{1/2} = 12,34$ лет) и изотопа углерода ^{14}C ($t_{1/2} = 5730$ лет) в различных веществах.

Природная концентрация трития в воде и в воздухе составляет один атом на 10^{18} атомов водорода (H или D). Природный тритий полностью маскируется искусственным тритием, образующимся в результате термоядерных взрывов в воздухе. Тритий используется в качестве индикатора при исследовании круговорота воды в природе.

Один из радиоактивных изотопов углерода образуется в результате реакции $^{14}_7\text{N} (n, p) ^{14}_6\text{C}$. Нестабильное ядро углерода может заместить стабильное ядро в двуокиси углерода. Молекулы $^{14}\text{CO}_2$ поглощаются растениями, а потом и животными, которые питаются этими растениями. Животный и растительный мир содержит небольшое количество изотопа углерода ^{14}C . Молекулы $^{14}\text{CO}_2$ попадают также в океаны в виде карбонатных растворов. В любой рассматриваемой среде одного возраста (дерево, минералы, животные) концентрация изотопа ^{14}C всегда одинакова в любой точке планеты, так как за счет процессов, протекающих в атмосфере, происходит усреднение его концентрации. Таким образом, мы имеем надежный способ определения возраста различных веществ. Если, например, срубить дерево, т. е. лишить его возможности химического обмена с внешней средой, то концентрация изотопа углерода ^{14}C в тканях дерева будет уменьшаться с течением времени по экспоненциальному закону радиоактивности. После тонких эталонных измерений и повышения концентрации радиоактивного изотопа по измеренной интенсивности β^- -излучения можно определить возраст образца примерно до 30 000 лет.

6.5.2. Масс-спектрометрия

Ускорители легких атомных частиц (чаще всего протонов) на малые энергии не представляют больше интереса для исследования реакций в области ядерной физики. Было предложено преобразовать некоторые из них в масс-спектрометры и использовать в качестве ядерных спектрометров, способных различать индивидуальные ядра и тем самым обеспечивающих исключительно высокую чувствительность. Исследуемый образец предварительно ионизируют, и полученные ионы ускоряют до энергий в несколько мегаэлектронвольт. Пучок ускоренных ионов выводят из ускорителя и разделяют в магнитном поле. По отклонению в магнитном поле опреде-

ляют заряды и массы ионов. Таким путем можно определить нужные ядра от фоновых изобар.

6.5.2.1. *Изотоп углерода ^{14}C* . С помощью ускорителя Ван де Графа, преобразованного в масс-спектрометр, можно определять возраст до 100 000 лет, пользуясь образцами очень малой массы, что существенно расширяет возможности практических применений.

6.5.2.2. *Изотоп бериллия ^{10}Be* . Ядра этого изотопа образуются при расщеплении ядер азота и кислорода. Он поглощается аэрозолями, которые затем вымываются из атмосферы с осадками. В результате бериллий накапливается в снеге и льде ($\sim 10^4$ атомов в 1 г вещества). Он проникает в озера и океаны и откладывается в донных осадочных породах, например в марганцевых конкрециях. На земле и в океане его содержится около 10^{10} атомов на 1 г вещества. Радиоактивный изотоп бериллия находится в атмосфере от одного до двух лет, и этот срок пренебрежимо мал по сравнению с его временем жизни. Образец, содержащий 10^7 атомов бериллия ^{10}Be , излучает пять электронов в течение года, и методы, основанные на радиоактивности этого изотопа, потребовали бы больших количеств вещества. Для определения его концентрации в ледниках Гренландии потребовался бы объем льда, равный 1000 м^3 . Циклотрон же позволяет исследовать образцы, содержащие 10^7 атомов, в течение 30 мин с точностью несколько процентов.

6.5.2.3. *Изотоп алюминия ^{26}Al* . Этот изотоп образуется при расщеплении ядер аргона. Предел измерения — относительная концентрация порядка 10^{-14} . С его помощью можно определить скорость роста марганцевых конкреций в океанах. По концентрации изотопа ^{26}Al в железных метеоритах можно проверять неизменность с течением времени первичной компоненты космических лучей.

6.5.2.4. *Изотоп хлора ^{36}Cl* . Этот изотоп образуется в результате ядерных реакций на ядрах аргона ^{40}Ar . Предел измерения — относительная концентрация порядка 10^{-15} . С его помощью можно определять возраст очень старых вод, находящихся в глубоких источниках, в которых изотоп ^{14}C полностью распался. Изотоп хлора ^{36}Cl представляет интерес в плане разведки водяных запасов, а также поиска мест для складирования радиоактивных отходов атомного производства.

6.6. Искусственная радиоактивность

6.6.1. Область стабильности ядер

На рис. 6.3 известные стабильные ядра представлены темными квадратиками, абсцисса которых равна числу содержащихся в ядрах нейтронов N , а ордината — числу протонов Z . Светлыми квадратиками обозначены радиоактивные ядра, природные и искусственные

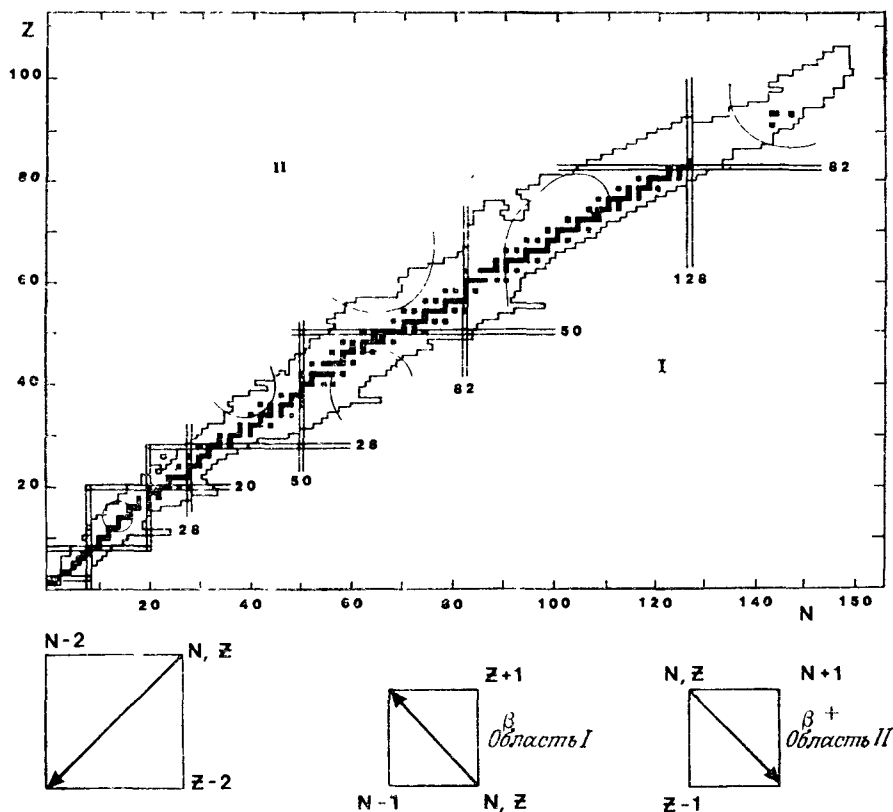


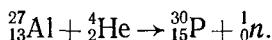
Рис 6.3. Диаграмма стабильности ядер в координатах N и Z . Темными квадратиками обозначены стабильные ядра. Светлыми квадратиками внутри области, ограниченной ломаной линией, обозначены известные к настоящему времени радиоактивные ядра. Указаны магические числа нейтронов и протонов. Под диаграммой указано направление изменения чисел N и Z в процессах α -, β^- - и β^+ -распада.

($\Delta N = \Delta Z = 1$): в эту область попадают искусственные радионуклиды, получаемые на ускорителях и в ядерных реакторах. Верхняя и нижняя ломаные линии — это границы области радиоактивных ядер, известных в настоящее время. Вне ее могут существовать радиоактивные ядра, которые будут получены на ускорителях с тяжелыми бомбардирующими частицами, но время жизни таких ядер определенно будет очень малым.

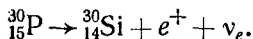
На графике указаны также значения магических чисел N и Z , при которых достигается максимальная стабильность атомных ядер.

6.6.2. Открытие искусственной радиоактивности

Вероятно, это открытие было сделано в четверг 11 января 1934 г. Фредериком и Иреной Жолио-Кюри, т. е. более пятидесяти лет назад. Они бомбардировали листок алюминиевой фольги α -частицами с энергией 5,3 МэВ, испускаемыми радиоактивным источником, содержащим ядра полония ^{210}Po . В результате бомбардировки алюминий испускал тяжелые положительно заряженные частицы, причем интенсивность излучения падала по экспоненциальному закону и уменьшалась наполовину за 3 мин 15 с. Таким образом, пучок α -частиц возбуждал и делал радиоактивной саму мишень. Авторы предложили отождествить испускаемые тяжелые положительно заряженные частицы, отличные от легких позитронов, с радионуклидами, образующимися при захвате α -частиц ядрами алюминия с испусканием нейтрона, согласно реакции



Образующийся радионуклид должен распадаться по схеме



Некоторое время спустя Ф. и И. Жолио-Кюри показали, что они действительно имели дело с радиоактивным фосфором. Растворив облученный алюминий в соляной кислоте и отобрав летучий продукт реакции потоком газообразного PH_3 , они отделили этот радиоактивный фосфор от алюминия.

6.6.3. Радиоактивация мишени

Для получения определенного радионуклида мишень, содержащую ядра соответствующего элемента, помещают под пучок ускоренных частиц, получаемых на ускорителе или в ядерном реакторе. Мишень становится радиоактивной. Вычислим ее активность как функцию времени. Будем считать, что (тонкая) мишень толщиной dx и единичной площадью поперечного сечения содержит в единице объема n ядер, которые участвуют в ядерных реакциях с эффективным сечением σ , образуя радионуклиды с заданными характеристиками (λ , $t_{1/2}$). Пусть φ — поток частиц, т. е. число частиц, падающих на мишень в одну секунду. Они образуют $\sigma\varphi n dx$ ядер радионуклидов. Далее предположим, что облучение мишени началось в момент времени $t_0 = 0$, и пусть N — число ядер радионуклидов, имеющихся в мишени в момент времени t . В промежуток

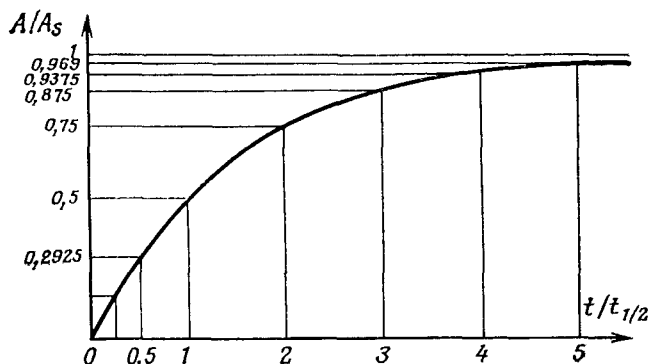


Рис. 6.4. Нарастание активности мишени при образовании в ней радионуклида. A_S — активность мишени, отвечающая насыщению; $t_{1/2}$ — период полураспада радионуклида.

времени между t и $t + dt$ образовалось $\sigma \varphi n dx dt$ ядер радионуклидов, но из них $n\lambda dt$ ядер распались. Поэтому имеем

$$\frac{dN}{dt} = \sigma \varphi n dx - \lambda n, \quad (6.12)$$

$$N = \frac{\sigma \varphi n dx}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}). \quad (6.13)$$

Таким образом, активность мишени (в беккерелях) равна

$$A = \lambda N = \sigma \varphi n dx (1 - e^{-\lambda t}). \quad (6.14)$$

С увеличением времени величина A стремится к своему асимптотическому значению A_0 , соответствующему насыщению:

$$A_s = \sigma \varphi n dx. \quad (6.15)$$

По достижении насыщения число ядер, образующихся в 1 с, равняется числу распадающихся ядер и полная масса радиону-

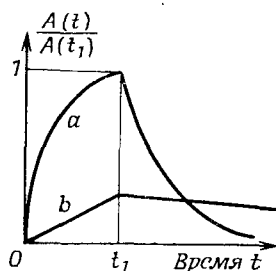


Рис. 6.5. Нарастание активности мишени, а затем спад при прекращении ее активации в момент времени t_1 . a — при $t_{1/2} \ll t_1$; b — при $t_{1/2} \gg t_1$.

клида остается постоянной. На рис. 6.4. представлена зависимость величины A/A_s от отношения $t/t_{1/2}$. В момент времени $t = t_{1/2}$ активность радионуклида составляет половину своего значения, отвечающего насыщению. По прошествии четырех-пяти периодов полураспада активность практически не меняется, а в начальные моменты времени до значения $t = 0,2t_{1/2}$ она прямо пропорциональна времени.

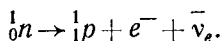
Если прекратить облучение мишени в момент времени $t = t_1$, то активность будет спадать по закону

$$A(t) = A(t_1) \exp[-\lambda(t - t_1)]. \quad (6.16)$$

На рис. 6.5 показано, как изменяется величина $A(t)$ при $t_{1/2} \ll t_1$ (кривая а) и при $t_{1/2} \gg t_1$ (кривая б).

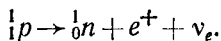
6.6.4. Радионуклиды, испускающие β -частицы

Эти радионуклиды расположены в областях I и II на рис. 6.3. Рассмотрим, например, ядро, расположенное в области I. Стабильные изотопы соответствующего элемента находятся на той же горизонтали во внутренней области графика. По отношению к этим изотопам рассматриваемое ядро обладает избытком нейтронов и вследствие этого стремится уменьшить их число согласно реакции



Таким образом, ядра, расположенные в области I, являются источниками β^- -частиц (электронов).

Теперь рассмотрим радиоактивное ядро, расположенное в области II. Оно обладает избытком протонов и поэтому распадается согласно реакции



Таким образом, ядра, расположенные в области II, являются источниками β^+ -частиц (позитронов).

Важную категорию составляют радионуклиды, образующиеся в ядерных реакциях деления (имеются в виду фрагменты и продукты деления ядер). Фрагменты с одинаковыми массами располагаются в области I посередине линии, соединяющей распадающееся ядро с началом координат, т. е. далеко от области стабильности. Таким образом, фрагменты ядерных реакций деления являются источниками β^- -частиц и образуют последовательность радиоактивных β^- -распадов, проходящих в несколько этапов (от двух до четырех).

6.7. Трансурановые элементы

6.7.1. Открытие трансурановых элементов

В природе существуют очень малые количества нептуния ($Z = 93$) и плутония ($Z = 94$). Ядра $^{239}_{94}\text{Pu}$ встречаются в наиболее богатых урановых рудах. Так, например, в залежах урановой смоляной руды штата Колорадо, содержащей 50% урана, относительное содержание ядер плутония $^{239}\text{Pu}/\text{U}$ составляет $7,7 \cdot 10^{-12}$. Причем этот плутоний образовался в результате взаимодействия ядер урана с нейтронами вторичной компоненты космических лучей. Был также открыт и другой изотоп плутония ^{244}Pu . В 8,5 кг чистого бастразита (фторкарбоната редкоземельных элементов) было обнаружено 2×10^7 атомов ^{244}Pu . Этот изотоп образовался вместе с другими элементами в период формирования Земли. Его период полураспада составляет около $8,2 \cdot 10^7$ лет, и измеренное его содержание в минералах подтверждает, что возраст Земли несколько меньше 5 млрд. лет.

В табл. 6.5 приведен список первых изотопов различных элементов, полученных искусственным путем. Скажем еще несколько слов о происхождении названий трансурановых элементов. Элемент уран обязан своим названием тому, что был открыт вскоре

Таблица 6.5. Трансурановые элементы

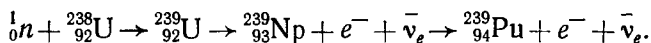
Атомный номер	Название элемента	Химический символ	Год открытия	Первый обнаруженный изотоп	Период полураспада первого изотопа
93	Нептуний	Np	1940	^{239}Np	2,35 дн
94	Плутоний	Pu	1941	^{238}Pu	86,4 лет
95	Америций	Am	1945	^{241}Am	458 лет
96	Кюрий	Cm	1944	^{242}Cm	162,5 дн
97	Берклий	Bk	1949	^{243}Bk	4,5 ч
98	Калифорний	Cf	1950	^{245}Cf	44 мин
99	Эйнштейний	Es	1952	^{253}Es	20 дн
100	Фермий	Fm	1953	^{255}Fm	22 ч
101	Менделевий	Md	1955	^{256}Md	1,5 ч
102	Нобелий	No	1958	^{254}No	3 с
103	Лоуренсий	Lr	1961	^{257}Lr	8 с
104	Курчатовий	Kh	1964	^{257}Kh	4,6 с
	Резерфордий	Rf			
105	Ханий	Ha	1970	^{260}Ha	1,6 с
106			1974	$^{259}\text{106}$	неск. мс
107			1981	$^{262}\text{107}$	4 мс
108			1984	$^{265}\text{108}$	2,4 мс
109			1982	$^{266}\text{109}$	5 мс

после открытия планеты Уран. Точно так же приобрели свои названия 93-й элемент (нептуний) и 94-й элемент (плутоний) периодической системы элементов, которым были присвоены названия двух последних планет Солнечной системы. С актиния начинается серия элементов, называемых актиноидами, аналогичных лантаноидам, или редкоземельным элементам, начинающимся с лантана. Элемент 95 в серии актиноидов был назван америцием, поскольку он является гомологом 63-го элемента (европия), принадлежащего к ряду лантаноидов. Название элемента гадолиний происходит от имени химика Гадолина, широко известного своими исследованиями редкоземельных элементов. Элемент с $Z = 96$ был назван кюрием в честь супругов Кюри, открывших первый элемент ряда актиноидов — актиний.

Названия более тяжелых элементов имеют более произвольное происхождение. Элемент с $Z = 97$ был назван берклием в честь того, что он был синтезирован группой Сиборга в Берклиевской лаборатории, а тем, что эта лаборатория принадлежит Калифорнийскому университету, обусловлено название следующего за ним элемента — калифорния. Элементы 99-й (Es) и 100-й (Fm) носят имена двух выдающихся физиков. Названием 101-го элемента (Md — менделевий) хотели обратить внимание на то, что общее число химических элементов в периодической системе превысило круглое число 100. Исследователи Нобелевского института в Стокгольме (лишь) указали на возможность существования 102-го элемента (No — нобелия). Элемент 103 (Lr — лоуренсий) был синтезирован в лаборатории Лоуренса в Калифорнийском университете. Элемент 104 советские физики называли курчатовием, а американские — резерфордием. И наконец, 105-й элемент (ханий) был назван по имени одного из открывателей явления деления ядер Отто Гана. Элементы 106-, 107-, 108-, 109-й, открытые недавно, пока еще не имеют названий.

На изотопах плутония основан процесс изготовления трансплутониевых элементов. Они используются в качестве мишеней, облучаемых нейтронами, в результате чего получают более тяжелые элементы. Кюрий тоже служит исходной мишенью для получения последующих более тяжелых элементов. Чем больше значения Z , тем меньше получаемые количества.

Ядра самого распространенного изотопа плутония содержат 239 нуклонов и получают в ядерных реакторах в результате реакций



23,5 мин.

2,354 дн.

Изотоп $^{239}_{94}\text{Pu}$ с периодом полураспада $2,411 \cdot 10^4$ лет является источником α -частиц и играет важную роль в долгосрочной экономике атомной энергетики.

6.7.2. Самые тяжелые ядра

По всей вероятности, сильное уменьшение высоты барьера, препятствующего делению ядер, не позволяет получать сверхтяжелые ядра с $Z = 110$ и более. При рассеянии ядер со средними значениями масс (например, Ag, Ca, Ti, Cr, Fe) на свинце и висмуте образуются тяжелые ядра с очень малыми энергиями возбуждения, намного меньшими, чем в случае рассеяния их на актиноидах, имеющих большую массу. Это позволяет достичь значения $Z = 106$, при котором высота потенциального барьера деления составляет 1,5—2,5 МэВ. Таким способом были получены ядра $^{262}_{107}$ и $^{266}_{109}$ на ускорителе тяжелых ионов Унилак в Дармштадте. Эти четно-четные ядра являются источниками α -частиц. Сравнительно недавно было синтезировано ядро $^{265}_{108}$ также на ускорителе Унилак. В качестве бомбардирующих частиц использовались ядра железа $^{58}_{26}\text{Fe}$, а в качестве мишени — ядра свинца $^{208}_{82}\text{Pb}$. В результате соударений вначале образовывались ядра $^{266}_{108}$, которые спустя 10^{-17} с «охлаждались», испуская нейтрон, и превращались в ядра элемента $^{265}_{108}$ со средним временем жизни около 2,4 мс.

6.7.3. Что же дальше

Отвечает ли 109-й элемент пределу стабильности ядер? Из коллективных моделей ядра следует ответ «да». Из модели ядерных оболочек ответы «нет» или «возможно», поскольку насыщение оболочек происходит при числах нуклонов, равных 126 и 184. Ядра, содержащие число протонов Z , близкое к 126, и число нейтронов N , близкое к 184, должны обладать повышенной стабильностью. В самом деле, вычисления показывают, что, возможно, существует «остров» стабильности ядер со значениями Z , заключенными в пределах $114 < Z < 126$, содержащих число нейтронов N , близкое к 184. Ядро $^{300}_{116}$ может оказаться самым стабильным.

Все сделанные до сих пор попытки обнаружить «остров» стабильности оказались безуспешными. Реакции полного слияния ядер, например $^{40}_{18}\text{Ar} + ^{248}_{96}\text{Cm} \rightarrow ^{288}_{114}\text{X}$, до сих пор не наблюдались. Применяя в качестве бомбардирующих частиц и мишеней самые тяжелые ядра (насколько это возможно по условиям эксперимента), можно было бы ожидать получения реакции типа $^{238}_{92}\text{U} + ^{238}_{92}\text{U} \rightarrow ^{298}_{114}\text{X} + ^{178}_{70}\text{Y}$. Однако здесь тоже попытки были неудачны, не помогло даже использование более тяжелых элементов $^{259}_{98}\text{Cf}$, $^{254}_{98}\text{Es}$, $^{255}_{98}\text{Es}$.

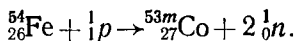
Остается ли еще надежда превзойти значение $Z = 110$? Многие считают, что нет. Однако модель ядерных оболочек приложима лишь

к невозбужденным или слабо возбужденным ядрам. Не исключено, что сверхтяжелые ядра являются стабильными только в основном состоянии и нестабильны в сильно возбужденных состояниях, которые пока единственно реализуются в настоящее время. Так что еще есть надежда.

6.8. Редкие радиоактивные процессы

6.8.1. Испускание протонов

Электрический потенциальный барьер ядра для протона ($Z = 1$) в 2 раза меньше, чем для α -частицы, т. е. для ядра гелия, содержащего два протона ($Z = 2$). По этой причине возможны радиоактивные процессы с испусканием протонов. Один из таких процессов наблюдался в 1970 г. с помощью изомера кобальта ^{53m}Co (§ 7.3), получаемого в результате ядерной реакции, которая происходит при рассеянии ускоренных в циклотроне протонов на ядрах железа $^{54}_{26}\text{Fe}$:



Образующиеся ядра кобальта ^{53m}Co оказываются возбужденными и нестабильными ($t_{1/2} = 0,25$ с) и распадаются с испусканием протонов с энергией 1,57 МэВ (1,5 %) и позитронов (98,5 %).

Сравнительно недавно были синтезированы ядра лютеция $^{151}_{71}\text{Lu}$ в основном состоянии. Они также нестабильны (период полураспада равен 85 мс) и распадаются, испуская протоны с энергией 1,217 МэВ. Были также синтезированы ядра тулия $^{147}_{69}\text{Tm}$, испускающие в процессе своего распада ($t_{1/2} = 420$ мс) протоны с энергией 1,040 МэВ.

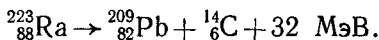
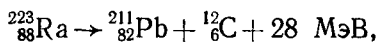
6.8.2. Испускание более тяжелых ядер

Высота потенциального барьера у некоторых источников α -частиц такова, что энергетически возможны и другие каналы распада с испусканием более тяжелых ядер, таких, как ^{12}C , ^{14}C , ^{16}O , ^{20}Ne , характеризующиеся *чрезвычайно большими периодами полураспада*. Это явление очень долго не позволяла зарегистрировать их исключительно малая вероятность.

Благодаря прогрессу в электронике полупроводниковых детекторов удалось наблюдать это явление¹⁾ с помощью ядер радия ^{223}Ra , являющихся естественным источником α -частиц (с периодом полураспада $t_{1/2} = 11,2$ дн) и образующихся в результате распада ядер актиния ^{227}Ac ($t_{1/2} = 21$ год), принадлежащего к семейству

¹⁾ Rose H. J., Jones G. A. Nature, **307**, 245 (1984).

урана ^{235}U . Тяжелый радий ^{223}Ra испускает более легкие ядра ^{12}C и ^{14}C в соответствии с реакциями



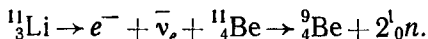
Отношение вероятностей распадов $B = \lambda(^{14}\text{C})/\lambda(\alpha)$ равно $(6,1 \pm \pm 1,0) \cdot 10^{-10}$. Испускание ядер ^{14}C наблюдалось также и при распаде изотопов ^{222}Ra и ^{224}Ra , получаемых в ЦЕРНе в результате ядерных реакций деления и разделяемых в «оперативном режиме» с помощью сепаратора изотопов. Относительная вероятность B распада ядра ^{222}Ra с испусканием углерода ($^{14}\text{C}/\alpha$) равна $(3,7 \pm 0,6) \times \times 10^{-10}$. В случае ядра ^{224}Ra она равна $(4,3 \pm 1,2) \cdot 10^{-11}$. Вполне возможно, что будут открыты аналогичные процессы и в случае других ядер.

6.8.3. Испускание запаздывающих нуклонов

В некоторых случаях ядро, образующееся в результате радиоактивного распада, оказывается в возбужденном состоянии с энергией возбуждения, превышающей энергию отделения нейтрона, а иногда и энергию отделения протона. Переход в основное состояние осуществляется за счет испускания нуклона.

6.8.3.1. *Испускание одного или нескольких нейтронов.* Некоторые фрагменты деления ядер оказываются источниками нейтронов. Их распад наряду с испусканием электронов сопровождается также испусканием запаздывающего нейтрона. Такие нейтроны играют важнейшую роль в работе ядерных реакторов деления (§ 11.5.3). Аналогичное явление испускания нейтронов наблюдается и в случае ядер ^{29}Na , ^{30}Na , ^{31}Na .

Некоторые ядра с очень большим содержанием нейтронов, расположенные вблизи крайней границы области радиоактивности на диаграмме рис. 6.3, после испускания электронов образуют ядра в возбужденном состоянии, которые затем переходят в основное состояние, испуская два нейтрона. Например, в 9 % распадов лития ^{11}Li ($t_{1/2} = 8,5$ мс) образуется бериллий ^{11}Be в возбужденном состоянии с энергией возбуждения около 8,84 МэВ, тогда как для отделения двух нейтронов достаточно 7,315 МэВ. В результате оказывается возможной последовательность реакций



6.8.3.2. *Испускание протона.* Некоторые ядра от ^9C до ^{41}Ti , содержащие очень большое число протонов и обладающие способностью к β^+ -распаду (и все с $N = Z - 3$), могут испускать запаздывающие протоны. Периоды их полураспада по таким каналам составляют от нескольких миллисекунд до 0,5 с.

Электромагнитное взаимодействие

Мы уже рассмотрели основные законы электромагнитного взаимодействия, так же как и соответствующие законы сохранения. Квантование электромагнитного поля приводит к введению понятия безмассового фотона, обменом которым оказываются обусловлены все электромагнитные явления. Удивительно, что даже на расстояниях порядка 1 фм между частицами их взаимодействие хорошо описывается квантовой электродинамикой. Мы рассмотрим явления ядерной изомерии, внутренней конверсии, а также эффект Мессбауэра.

7.1. Фотон

Масса фотона равна нулю, и по этой причине радиус действия электромагнитного взаимодействия равняется бесконечности. Однако в 1936 г. Прока предложил свой вариант квантовой электродинамики, приписав фотону конечную массу m_γ . Уравнения Прока переходят в уравнения Максвелла, если массу покоя фотона положить равной нулю: $m_\gamma = 0$. Из уравнений Прока следует конечный радиус взаимодействия $\lambda \approx \hbar/mc$, который по смыслу является эффективной длиной свободного пробега между двумя актами взаимодействия в соответствии с принципом неопределенности $\Delta x \Delta p = \hbar$.

Наличие массы покоя у фотона привело бы к ряду следствий, основные из которых таковы: скорость света должна зависеть от частоты электромагнитных волн и должна существовать дисперсия; электростатическое поле должно описываться потенциалом Юкавы (§ 1.2), имеющим вид $r^{-1} \exp(-m_\gamma cr/\hbar)$, а не кулоновским потенциалом вида $1/r$; закон Ампера должен считаться неточным и соответствующее уравнение Максвелла должно иметь вид $\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{J} - (m_\gamma^2 c^4/\hbar^2) \mathbf{A}$, где $\mathbf{A}$ — векторный потенциал; магнитное поле диполя, каковым является Земля, должно убывать с расстоянием по закону $\exp(-m_\gamma cr/\hbar)$; дисперсионная формула, связывающая частоту с волновым вектором k (в единицах частоты), должна иметь вид $\omega^2 = k^2 + m_\gamma^2 c^4/\hbar^2$ в отличие от принятой ныне формулы $\omega^2 = k^2$; сигналы с разными частотами от одного и того же пульсара должны приходить на Землю в разные моменты времени. Поскольку

эти импульсы хорошо разделены по времени, это явление может быть использовано для точной проверки наличия или отсутствия дисперсии. Было проведено много экспериментов, целью которых являлось установление наличия массы покоя у фотона. Самое большое число таких экспериментов было проведено в области астрофизики и космологии. Результаты всех проведенных опытов согласуются с нулевой массой покоя фотона. Таким образом, вполне оправданно рассмотрение фотона как безмассовой частицы. Такой вывод подтверждается всеми многочисленными следствиями из квантовой электродинамики, согласующимися с опытными данными.

7.2. Основные свойства электромагнитного взаимодействия

Рассмотрим возбужденное ядро, находящееся на энергетическом уровне E_i с угловым моментом $\mathbf{J}_i$ (характеризуемым магнитным квантовым числом m_i), которое переходит в основное состояние с угловым моментом $\mathbf{J}_f$ (характеризуемым магнитным квантовым числом m_f). Возбужденный уровень имеет полную ширину Γ и парциальную ширину Γ_γ для испускания единичного фотона ($\Gamma > \Gamma_\gamma$, рис. 7.1, а).

Если испускаемый фотон (рис. 7.1, б) уносит угловой момент $\mathbf{L}$, измеряемая проекция которого равна $M\hbar$, то мы имеем

$$\mathbf{J}_i = \mathbf{J}_f + \mathbf{L},$$

где

$$|L|^2 = L(L+1)\hbar, \quad |M| \leq L.$$

В результате получаем

$$\begin{aligned} J_i + J_f &\geq L \geq |J_i - J_f|, \\ m_i &= M + m_f. \end{aligned} \quad (7.1)$$

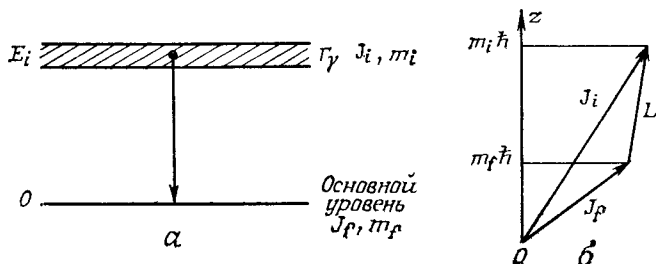


Рис. 7.1. Переход ядра в основное состояние из возбужденного состояния с энергией E_i , характеризуемого радиационной шириной уровня Γ_γ (полная ширина уровня $\Gamma > \Gamma_\gamma$).

Эти правила отбора углового момента ограничивают *мультипольность* L перехода, т. е. величину переданного углового момента (в единицах $\hbar$) в радиационном процессе. Символами E и M обозначаются мультиполи электрического и магнитного типов соответственно (табл. 7.1).

Таблица 7.1. Мультипольность радиационных переходов

Изменение ΔL (мультипольность)	Переход	Тип перехода	Обозначение
0	Монопольный	—	1)
1	Дипольный	Электрический	$E1$
	»	Магнитный	$M1$
2	Квадрупольный	Электрический	$E2$
	»	Магнитный	$M2$
3	Октупольный	Электрический	$E3$
	»	Магнитный	$M3$

1) Можно показать, что при $L = 0$ не существует монопольной составляющей поля излучения, так как при $J_i = J_f = 0$ испускание фотона невозможно.

Электромагнитное взаимодействие сохраняет электрический заряд, но не сохраняет изоспин. Поэтому правила отбора по изоспину выражаются равенствами $\Delta I_3 = 0$ (сохранение заряда) и $\Delta I = 0, \pm 1$ (возможные пределы изменения величины изоспина).

Анализ четности мультиполя позволяет определить его тип: является он магнитным или же электрическим. Четность мультипольного электрического излучения противоположна четности магнитного излучения той же мультипольности ΔL . Эти четности устанавливаются по следующим правилам.

Четность электрического кванта мультипольности ΔL равна

$$P_E = (-1)^{\Delta L}. \quad (7.2)$$

Четность магнитного кванта мультипольности ΔL равна

$$P_M = -(-1)^{\Delta L} = (-1)^{\Delta L + 1}. \quad (7.3)$$

Таким образом, положительной четностью обладает магнитный диполь ($M1$) и электрический квадруполь ($E2$), затем мультиполи ($M3$), ($E4$) и т. д. Отрицательной четностью обладают электрический диполь ($E1$) и магнитный квадруполь ($M2$), затем мультиполи ($E3$), ($M4$) и т. д.

Это правило установления четности можно проверить с помощью

ранее полученной формулы (§ 3.5.1), дающей энергию взаимодействия распределенного электрического заряда с внешним электрическим полем в виде разложения в ряд, в котором первая строка соответствует монополю, вторая — электрическому диполю, а третья — электрическому квадрупольному моменту. На рис. 7.2 представлены несколько примеров применения только что установленных правил отбора.

Ширина уровня связана со временем его жизни соотношением неопределенностей:

$$\Gamma_{\gamma} \tau_{\gamma} = \hbar = 6,6 \cdot 10^{-16} \text{ эВ} \cdot \text{с}.$$

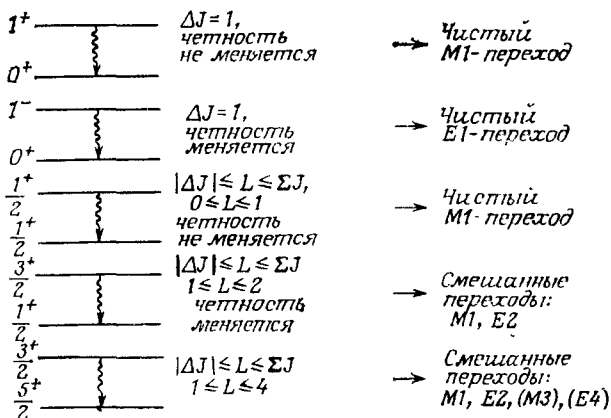


Рис. 7.2. Гамма-переходы, иллюстрирующие применение правил отбора

Вайскопф вывел формулы для вероятностей переходов в рамках одночастичной модели с потенциальной ямой. При этом он принимал, что переход ядра из одного состояния в другое обусловлен испусканием лишь одного протона, который при этом переходит из начального состояния с фиксированным значением углового момента в конечное состояние с угловым моментом, равным нулю. Для вероятности испускания электрического кванта Вайскопф получил формулу

$$B(EL) = \frac{e^2}{4\pi} \left(\frac{3R^L}{L+3} \right)^2, \quad (7.4)$$

а для вероятности испускания магнитного кванта — формулу

$$B(ML) = 10 \left(\frac{\hbar}{m_p c R} \right)^2 B(EL). \quad (7.5)$$

Здесь R — параметр, по порядку величины равный радиусу ядра. Время жизни состояния увеличивается с уменьшением излучаемой

энергии и увеличением мультипольности перехода. Из опытных данных выведены следующие эмпирические формулы:

$$\begin{aligned} \Gamma_{\gamma}(E1) &= 0,07 E_{\gamma}^3 A^{2,3}, \\ \Gamma_{\gamma}(M1) &= 0,021 E_{\gamma}^3, \\ \Gamma_{\gamma}(E2) &= 4,9 \cdot 10^{-8} A^{4,3} E_{\gamma}^5. \end{aligned} \quad (7.6)$$

Здесь Γ — ширина уровня в электронвольтах, A — массовое число ядра, E_{γ} — энергия перехода (МэВ). Если в процесс излучения дают вклад и внутренние оболочки ядра, то наблюдаемая ширина Γ намного больше соответствующего значения, предсказываемого одночастичной моделью.

7.3. Ядерная изомерия

Переходы между уровнями в ядрах с небольшой разницей энергии и обусловленные высшими электромагнитными мультиполями, такими, как $M4$, $E5$, являются сравнительно медленными процессами. Ядра, находящиеся в подобных возбужденных состояниях, могут иметь большие времена жизни. В общем случае процесс испускания γ -квантов сопровождается испусканием электронов внутренней конверсии (§ 7.4).

Если время жизни γ -активного ядра больше приблизительно 0,1 с, то говорят, что такое возбужденное состояние ядра является изомером его основного состояния, причем долгоживущим (по аналогии с метастабильными состояниями электронных уровней в атомах). Изомерные состояния обозначаются символом $^A_m M$. Изомер образует вместе с ядром в основном состоянии $^A M$ *изомерную пару*. Явление испускания γ -квантов возбужденными ядрами называется иногда γ -радиоактивностью. Довольно часто оно имеет место в случае радионуклидов, получаемых искусственным путем. Приведем два примера.

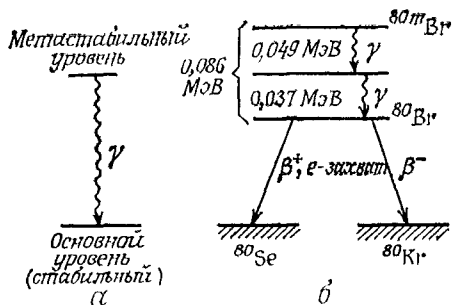


Рис. 7.3. Примеры ядерной изомерии. а — простой механизм; б — сложный механизм, сопровождающийся процессами β^- - и β^+ -распада.

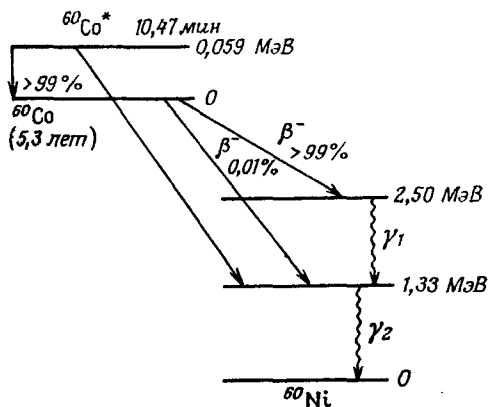


Рис. 7.4. Схема распада ядра ^{60}Co .

1. Самым простым является случай изомеров стабильных ядер. Он реализуется при испускании ядром одиночного γ -кванта (рис. 7.3, а) и имеет место примерно для 20 ядер, таких, как ^{107}Ag ($E_\gamma \approx 0,093$ МэВ, $t_{1/2} = 44,3$ с).

2. Более сложный механизм этого явления имеет место в случае радиоактивных ядер. В качестве примера рассмотрим ядро ^{80}Br (рис. 7.3, б), имеющее метастабильный уровень с энергией 0,086 МэВ. Изомер ^{80m}Br имеет период полураспада около 4,4 ч и переходит в основное состояние в два этапа, испуская вначале фотон с энергией 0,049 МэВ, а затем фотон с энергией 0,037 МэВ. Ядро ^{80}Br имеет период полураспада около 18 мин. Распадаясь по β^- -каналу (92 %), оно превращается в стабильное ядро ^{80}Kr , а в результате процессов β^+ -распада (3 %) или электронного захвата (5 %) оно превращается в ядро ^{80}Se , которое тоже является стабильным. Широко используемые ядра ^{60}Co также обладают изомерным состоянием ($t_{1/2} = 10,47$ мин). Процесс его β^- -распада сопровождается испусканием γ -квантов разной энергии, согласно схеме, изображенной на рис. 7.4 ($t_{1/2} = 5,3$ лет).

7.4. Внутренняя конверсия

Этот процесс имеет место одновременно с γ -излучением в результате ядерной изомерии. Энергия возбуждения ядра, которая обычно отдается в виде одиночного фотона, в некоторых случаях передается непосредственно (без участия промежуточного фотона) одному из электронов атомной оболочки, который затем испускается со строго определенной кинетической энергией. Основой механизма такой внутренней конверсии является кулоновское сферически-симметричное электростатическое поле, создаваемое ядром, тогда как про-

цесс испускания γ -кванта обусловлен наличием *поперечного электромагнитного поля*. Таким образом, явление внутренней конверсии является независимым процессом по отношению к процессу испускания γ -квантов ядрами. Пусть λ_γ — постоянная распада для процесса γ -излучения, а λ_e — постоянная распада для процесса внутренней конверсии. Нестабильность возбужденного состояния ядра будет характеризоваться полной константой λ :

$$\lambda = \lambda_\gamma + \lambda_e. \quad (7.7)$$

Отношение λ_e/λ_γ называется коэффициентом внутренней конверсии

$$\alpha = \frac{\lambda_e}{\lambda_\gamma} = \frac{\Gamma_e}{\Gamma_\gamma}. \quad (7.8)$$

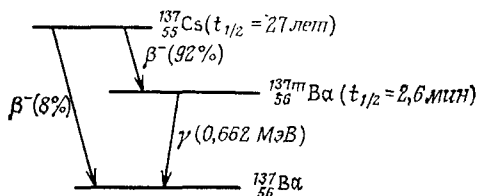


Рис. 7.5. Внутренняя конверсия в случае ядра $^{137}_{55}\text{Cs}$.

Поскольку полная ширина возбужденного уровня равна $\Gamma = \Gamma_\gamma + \Gamma_e$, получаем

$$\Gamma_\gamma = \frac{\Gamma}{1 + \alpha}, \quad (7.9)$$

$$\tau = \frac{\tau_\gamma}{1 + \alpha}. \quad (7.10)$$

Наконец, электроны могут испускаться атомом с К-оболочки и с меньшей вероятностью с оболочек L , M , $\dots$. Для каждого такого процесса можно ввести соответствующую константу излучения λ_K , λ_L , λ_M и т. д. и, следовательно,

$$\lambda_e = \lambda_K + \lambda_L + \lambda_M + \dots$$

Рассмотренные выше правила отбора для γ -излучения применимы и здесь; правда, переход $0 \rightarrow 0$ не может осуществиться путем испускания γ -кванта, но он оказывается возможным в результате процесса внутренней конверсии за счет мультиполя $E0$ (магнитный мультиполь $M0$ запрещен ввиду отсутствия магнитных зарядов).

Процесс внутренней конверсии имеет место в случае некоторых ядер, подверженных β -распаду, в результате которого образуются ядра в возбужденном состоянии. В этом случае энергетический спектр распадающихся радионуклидов характеризуется наличием «электронных линий» (узких пиков), обусловленных испусканием моноэнергетических электронов и дающих наглядное представление о различных каналах внутренней конверсии.

В качестве примера рассмотрим β^- -распад ядра ^{137}Cs (рис. 7.5). Промежуточное ядро ^{137m}Ba образуется в возбужденном метастабильном состоянии с энергией возбуждения около 0,6620 МэВ. Оно переходит в основное состояние, испуская фотоны с этой энергией или электроны с энергией 0,6246 МэВ. В последнем случае энергия возбуждения затрачивается на освобождение электрона с K -оболочки атома, связанного с ядром (энергия связи около 0,0374 МэВ).

В результате процесса внутренней конверсии образуется дырка на одной из внутренних оболочек атома. Эта дырка занимается электроном с ближайшей внешней оболочки атома, в результате чего образуется новая дырка и т. д. Эта перестройка электронной оболочки сопровождается испусканием характеристического рентгеновского излучения данного химического элемента.

7.5. Ширина уровня

Рассмотрим возбужденное состояние с энергией возбуждения E_0 ядра, не являющегося метастабильным, т. е. ядра, время жизни которого меньше 0,1 с. Естественная ширина уровня определяется по формуле (см. рис. 2.1)

$$\Gamma_\gamma = \frac{0,658 \cdot 10^{-15}}{\tau [\text{с}]} [\text{эВ}]. \quad (7.11)$$

Например, при $\tau = 10^{-17}$ с получаем относительно большую ширину уровня, равную 65,8 эВ. При $\tau = 10^{-7}$ с имеем $\Gamma_\gamma = 6,58 \cdot 10^{-9}$ эВ. Очень малые значения Γ_γ не позволяют осуществить прямые спектроскопические измерения. Уровень разрешения лучших γ -спектрометров не позволяет достичь таких величин. Величина Γ_γ есть естественная ширина уровня для процесса испускания одиночного фотона. Однако этот процесс маскируется другими эффектами, которые составляют фон для него. Отметим два основных из них.

7.5.1. Эффект отдачи ядра

Энергия $(E_\gamma)_e$ испускаемого γ -кванта оказывается меньше энергии возбуждения E_0 ядра. Так как импульс фотона равен $(E_\gamma)_e/c$, ядро с массой M_0 испытывает отдачу и движется со скоростью v_R , определяемой из уравнения

$$M_0 v_R = \frac{(E_\gamma)_e}{c} \approx \frac{E_0}{c}.$$

Кинетическая энергия E_R ядра отдачи равна

$$E_R = \frac{M_0 v_R^2}{2} = \frac{1}{2} \frac{E_0^2}{M_0 c^2}. \quad (7.12)$$

Следовательно,

$$(E_\gamma)_e = E_0 - E_R. \quad (7.13)$$

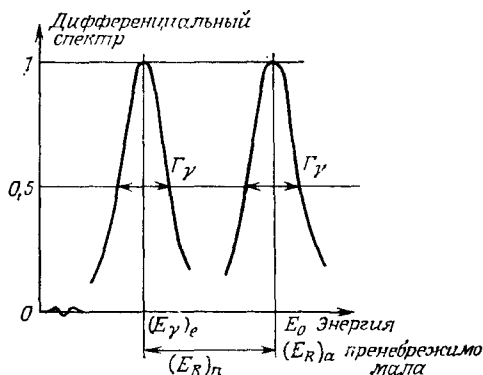


Рис. 7.6. Влияние отдачи ядра на энергию испускаемого γ -кванта (без учета эффекта Доплера). Для γ -кванта, испускаемого электроном, находящимся на атомной оболочке, энергия отдачи атома $(E_R)_a$ пренебрежимо мала по сравнению с шириной уровня Γ_γ . В случае же γ -кванта, испускаемого ядром, энергия отдачи ядра $(E_R)_n$ больше ширины уровня Γ_γ .

Для ядра с массой M_0 , равной 50 а. е. м., испускающего фотон с энергией 3 МэВ, энергия отдачи оказывается равной $E_R = 97$ эВ. Таким образом, E_R намного больше Γ_γ (рис. 7.6). В то же время эффект отдачи ядра пренебрежимо мал в случае испускания фотонов электронами, находящимися на внешних оболочках атома. Для фотонов видимой части спектра энергия отдачи ядра составляет величину порядка 10^{-11} эВ при ширине энергетического уровня порядка 10^{-8} эВ (рис. 7.6).

7.5.2. Тепловое движение

Ядро, испускающее γ -кванты, находится в атоме или в молекуле, на которые оказывает влияние тепловое движение среды. Оно находится в движении, и в силу эффекта Доплера частота излучения изменяется. Пусть $\mathbf{p}_\gamma$ и $\mathbf{p}_0$ — импульсы фотона и ядра. Эффект Доплера выражается формулой

$$\Delta E_\gamma = \frac{\mathbf{p}_\gamma \mathbf{p}_0}{M_0} = \frac{\mathbf{p}_\gamma \mathbf{p}_0 \cos \theta}{M_0} = \frac{v}{c} (E_\gamma)_e \cos \theta, \quad (7.14)$$

где θ — угол между векторами $\mathbf{p}_\gamma$ и $\mathbf{p}_0$, v — скорость теплового движения ядра. Так как значения косинуса угла θ заключены в пределах между -1 и $+1$, эффект Доплера увеличивает или уменьшает энергию излучаемых фотонов по сравнению с ее средним значением $(E_0 - E_R)$. Линия уширяется, причем уширение на полувысоте пика при комнатной температуре по порядку величины равно 0,1 эВ. Это уширение полностью маскирует интересующую нас величину Γ_γ . Если же ядро, находящееся в основном состоянии, поглощает

фотон и возбуждается, приобретая энергию E_0 , то и в этом случае имеют место рассмотренные выше два фоновых эффекта:

$$(E_\gamma)_a = E_0 + E_R. \quad (7.15)$$

Эффект Доплера дает такое же, как и ранее, уширение спектральной линии на полувысоте пика.

7.6. Измерение естественной ширины спектральной линии Γ_γ

7.6.1. Прямой метод, основанный на измерении среднего времени жизни τ

Этот метод применим, если время жизни τ возбужденного состояния достаточно велико.

1. При $\tau > 10^{-7}$ с можно построить график изменения (уменьшения) активности источника со временем, используя для регистрации событий быстродействующие электронные системы.

2. При $\tau > 10^{-12}$ с можно воспользоваться методом задержанных совпадений. Начальным моментом времени является момент образования исследуемого ядерного состояния (который определяется путем регистрации вылетающего из ядра электрона, если родительское ядро претерпевает β -распад). Затем регистрируется импульс, даваемый γ -квантом, который появляется спустя некоторое время после первого события. Регулируемая линия задержки позволяет зарегистрировать эти два события на совпадение, для чего нужно задержать импульс электрона на известный временной интервал Δt ; эта величина есть время жизни рассматриваемого ядра. Такие измерения проводят многократно, набирают необходимую статистику и строят кривую распределения числа событий по времени задержки Δt . Затем по построенному графику находят время жизни ядерного состояния τ .

7.6.2. Резонансное поглощение

Эффект резонансного поглощения γ -квантов ядрами оказывается чрезвычайно слабым из-за отдачи, которую испытывает ядро, испускающее фотоны. Это иллюстрируется на рис. 7.7. Спектральная линия испускаемого фотона $(E_\gamma)_e$ и спектральная линия поглощаемого фотона $(E_\gamma)_a$ совершенно четко разделены энергетическим интервалом, равным удвоенному значению энергии отдачи $2E_R$, несмотря на доплеровское уширение этих линий. В отличие от обычной оптической резонансной люминесценции резонансное поглощение фотонов ядрами очень мало (только заштрихованная область на рис. 7.7. ответственна за этот эффект).

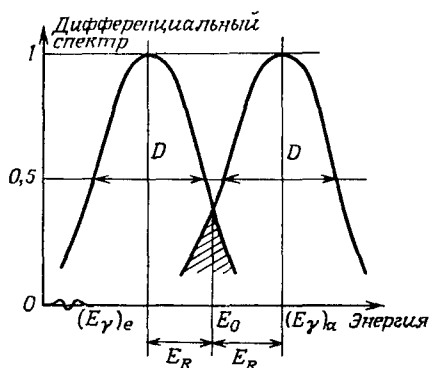


Рис. 7.7. Иллюстрация слабого перекрытия спектральных линий испускаемого и поглощаемого γ -квантов в случае резонансного поглощения. $(E_\gamma)_e$ — энергия испускаемого γ -кванта; $(E_\gamma)_a$ — энергия поглощаемого γ -кванта; E_R — энергия отдачи ядра; E_0 — энергия возбужденного уровня; D — ширина спектральной линии на полувысоте максимума, обусловленная эффектом Доплера ($D \gg \Gamma$).

Для компенсации эффекта отдачи необходимо привести в движение каждое отдельное ядро.

1. Можно нанести радиоактивный источник на наружную поверхность некоего ротора и вращать последний с максимально возможной скоростью, компенсируя таким образом энергию отдачи ядер, которая никогда не бывает очень большой. При этом для γ -квантов, испускаемых по касательной к траектории, будет существенным эффект Доплера, что позволит до известной степени компенсировать эффект отдачи ядра и создать условия для наблюдения явления резонансного поглощения.

2. Второй метод основан на нагревании источника. В результате нагревания происходит уширение пиков излучения и поглощения в энергетическом распределении, что приводит к их частичному перекрытию. Однако и при таком методе не удастся достичь естественной ширины уровня.

3. Еще один метод основан на использовании ядер, приведенных в движение в результате отдачи, получаемой ими в процессе

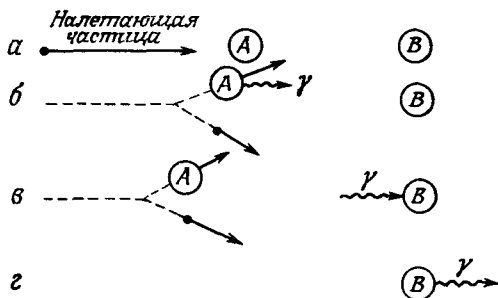


Рис. 7.8 Резонансное поглощение в случае, когда ядро движется вследствие ядерной реакции.

ядерной реакции. Суть метода поясняется схемой рис. 7.8. На стадии *а* в результате ядерной реакции образуется ядро *А* в возбужденном состоянии, которое в результате отдачи обладает еще вдобавок и кинетической энергией. На стадии *б* ядро *А* движется по направлению к ядру *В*, такому же, как ядро *А*, и в процессе своего движения испускает фотон, возвращаясь при этом в свое основное состояние. На стадии *в* испущенный фотон поглощается ядром *В*, так как он обладает дополнительной энергией, компенсирующей кинетическую энергию отдачи ядра *А* в момент его испускания. И наконец, на стадии *г* ядро *В* теряет возбуждение, испуская фотон, который можно регистрировать, не интересуясь судьбой промежуточного фотона, испускаемого ядром *А* на стадии *б*.

7.6.3. Эффект Мёссбауэра

Мёссбауэр исследовал очень слабый эффект резонансного поглощения γ -квантов с энергией 0,129 МэВ, испускаемых ядрами иридия $^{191}_{77}\text{Ir}$ (период полураспада равен 4,9 с), образующихся при β^- -распаде ядер осмия $^{191}_{76}\text{Os}$ (с периодом полураспада 15,4 дн). При комнатных температурах энергия отдачи ядер источника γ -излучения (рис. 7.9) составляла 0,047 эВ и доплеровское уширение спектральных линий было равно 0,1 эВ. Мёссбауэр хотел ослабить влияние эффекта Доплера с целью уменьшить поглощение фотонов и для этого решил охладить источник γ -излучения, поместив его в жидкий азот. Вопреки ожиданиям поглощение фотонов резко возросло. Формула (7.12) дает объяснение этому явлению. При очень низких температурах ядра источника «вмораживаются» в кристаллическую решетку и импульс отдачи принимает на себя не отдельное ядро, а кристалл в целом. При более точном анализе с помощью

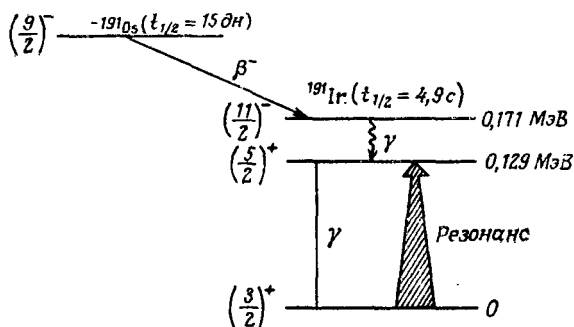


Рис. 7.9 Схема энергетических уровней источника γ -излучения, использованного Мёссбауэром.

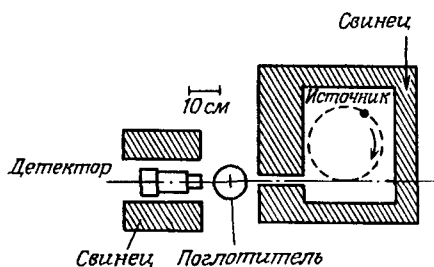
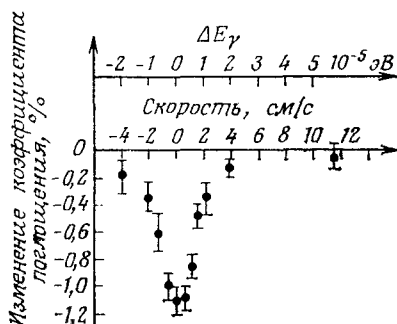


Рис. 7.10. Схема первой экспериментальной установки Мёссбауэра. Источник и поглотитель помещены в криостат, на схеме не показанный.

Рис. 7.11. Зависимость коэффициента поглощения γ -квантов ядрами ^{191}Ir от скорости движения источника относительно поглотителя. Величина ΔE_γ — изменение энергии γ -кванта вследствие доплеровского смещения.



аппарата квантовой механики оказывается, что энергия, поглощаемая кристаллической решеткой, подчиняется определенным правилам отбора. Если энергия отдачи кристалла меньше энергии наиболее низкого из энергетических уровней, обусловленных колебательными процессами в кристаллической решетке, то потеря энергии в кристалле не происходит и спектр поглощения совпадает со спектром излучения. Характерным параметром является температура Дебая θ , пропорциональная наибольшей частоте основной колебательной моды кристалла. Рассматриваемый эффект имеет место при условии $E_R < k\theta$ (что соответствует ширинам $\Gamma < < 10^{-5}$ эВ), где k — постоянная Больцмана. Схема первой экспериментальной установки, построенной Мёссбауэром, изображена на рис. 7.10. Источник резонансного излучения на основе препарата осмия ^{191}Os и поглотитель на основе иридия ^{191}Ir охлаждались жидким азотом до температуры 88 К. Мёссбауэр обнаружил, что около 40 % всех γ -квантов с энергией 0,129 МэВ попадают в общую часть спектров излучения и поглощения. Перемещая источник поступательно, можно уменьшить поглощение. Проведя серию экспериментов с разными скоростями движения источника, мы получим форму спектральной линии в виде резонансного пика (рис. 7.11). Если скорость движения источника относительно по

глутителя равна ΔE_γ , то необходимое изменение энергии, обусловленное эффектом Доплера, будет даваться формулой

$$\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} = \frac{v}{c}.$$

Это выражение позволяет установить шкалу энергий над шкалой скоростей, как показано на рис. 7.11. Для ширины на полувысоте пика было получено значение $9,2 \pm 1,2$ МэВ. Поскольку в действительности измеряется общая часть спектров поглощения и излучения, это значение представляет собой удвоенное значение естественной ширины спектральной линий. Таким образом, для фотонов с энергией 0,129 МэВ, испускаемых ядрами иридия ^{191}Ir , имеем

$$\Gamma_\gamma = (4,6 \pm 0,6) \cdot 10^{-6} \text{ эВ},$$

$$\tau = (1,4 \pm 0,2) \cdot 10^{-10} \text{ с}.$$

Ошибка в определении ширины Γ_γ оказалась меньше 0,001, что само по себе является замечательным достижением экспериментальной физики.

7.7. Эффект Мёссбауэра как метод диагностики

Столь высокая точность, которая за прошедшее время еще больше возросла, позволяет исследовать структурные эффекты очень слабой интенсивности, недоступные для измерения любыми другими методами. Таким образом, появился замечательный метод, который можно использовать для различных диагностических целей.

7.7.1. Влияние химической структуры на мёссбауэровское излучение (рис. 7.12)

Энергия излучаемого фотона может быть представлена в виде

$$E_0 = \Delta E_{\text{яд}} + \Delta E_{\text{эл}}, \quad (7.16)$$

где $\Delta E_{\text{яд}}$ — разность между энергетическими уровнями ядра в основном и возбужденном состояниях, а $\Delta E_{\text{эл}}$ — соответствующее изменение энергии связи электронной оболочки атома, обусловленное переходом его ядра из возбужденного в основное состояние. Второе слагаемое является очень малым, и причиной его появления является различие объемов ядра в этих двух состояниях, что приводит к очень малому изменению энергии связи электронов в атоме.

Если атомы излучателя и поглотителя входят в состав молекул с заданной структурой, то это приводит к искажению пространственного распределения электронных оболочек атомов (по сравнению со случаем изолированных атомов), т. е. к изменению слагаемого $\Delta E_{\text{эл}}$. Это изменение энергии связи электронов в атоме чрезвычайно

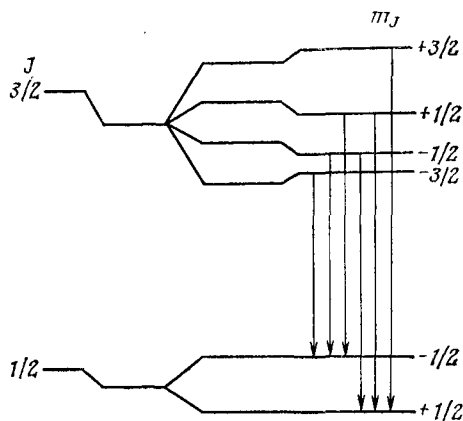


Рис. 7.12. Схема энергетических уровней ядра ^{57}Fe . Сверхтонкая структура уровней обусловлена взаимодействием магнитного момента ядра с внешним магнитным полем.

мало и может быть зарегистрировано только с помощью эффекта Мёссбауэра. Иллюстрацией к сказанному может служить рис. 7.12, где для примера представлен мёссбауэровский спектр хлористого железа FeCl_3 . По смещению линий мёссбауэровских спектров можно определить молекулярную структуру исследуемых химических соединений.

7.7.2. Тонкая структура, обусловленная наличием магнитных дипольных моментов у ядер

Ядра со спином $J \geq 1/2$ обладают магнитным дипольным моментом. Энергия ядер, помещенных в магнитное поле, зависит от ориентации их магнитных моментов по отношению к направлению поля. Таким образом, имеем

$$E_0 = \Delta E_{\text{яд}} + \Delta E_{\text{эл}} + \Delta E_{\text{магн}}, \quad (7.17)$$

где $\Delta E_{\text{магн}}$ — разность энергий, обусловленных магнитным взаимодействием возбужденного и основного состояний ядра. Она зависит от разности магнитных моментов соответствующих состояний и от величины проекции момента $\mathbf{J}$ на направление поля. Проекция магнитного момента может принимать $2J + 1$ значений, а поэтому из-за магнитного взаимодействия происходит расщепление спектральной линии на несколько составляющих. На рис. 7.12 в качестве примера изображена схема энергетических уровней (и переходов между ними) возбужденного и основного состояний ядра ^{57}Fe , образующегося в результате распада ядра ^{57}Co ($t^{1/2} = 271,77$ дн). Энергия

возбуждения составляет 14,4 КэВ. Тонкая структура спектра состоит из шести линий.

7.7.3. Тонкая структура, обусловленная наличием у ядер электрических квадрупольных моментов

Энергия ядра, имеющего форму эллипсоида вращения, помещенного в неоднородное электрическое поле, зависит от ориентации электрического квадрупольного момента относительно направления поля. Таким образом, имеем

$$E_0 = \Delta E_{\text{яд}} + \Delta E_{\text{эл}} + \Delta E_{\text{магн}} + \Delta E_{\text{квадр}}. \quad (7.18)$$

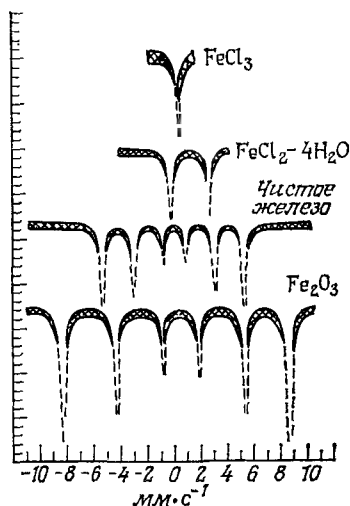


Рис. 7.13. Смещение и сверхтонкая структура мёссбауэровских линий железа ^{57}Fe в различных химических соединениях.

Иллюстрацией ко всему изложенному служит рис. 7.13, где представлены мёссбауэровские спектры железа ^{57}Fe и его соединений. По оси абсцисс отложена скорость в единицах мм/с. Для соединения FeCl_3 изображено изотопическое смещение, рассмотренное в § 7.7.1. В случае раствора хлористого железа в воде ($\text{FeCl}_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$) раздвоение линии обусловлено наличием электрического квадрупольного момента у ядер железа. Градиент электрического поля создается шестым электроном, находящимся на 3d-оболочке орбитали иона $(\text{FeH}_5\text{O})_6^{2+}$. На рис. 7.13 иллюстрируется также эффект, имеющий химическую природу. Так, например, мёссбауэровский спектр чистого железа состоит из шести линий, обусловленных магнитным взаимодействием. Спектр окиси железа Fe_2O_3 также состоит из шести линий, но расстояния между ними намного больше, чем в случае чистого железа, вследствие более сильного маг-

нитного поля (52 Тл), создаваемого неспаренными электронами в ионе Fe^{3+} .

Приложения эффекта Мёссбауэра многочисленны. Укажем на такие из них, как изучение структуры аморфных тел, катализаторов и поверхностей различных веществ. Он также используется при исследовании состава почвы, углей, нефтяных месторождений, донных отложений в озерах, морях и океанах, в физике полимеров. С его помощью также изучают фазовые и спиновые переходы, обмен электронами. Находит он применение и в некоторых биологических и медицинских исследованиях. Эффект Мёссбауэра используется (или может быть использован) в сочетании с разнообразнейшими ядрами — во всех случаях, когда речь идет о ядерных состояниях с достаточно большим временем жизни ($t_{1/2} > 10^{-11}\text{с}$) и со сравнительно небольшой энергией возбуждения ($E_0 < 200 \text{ КэВ}$).

Слабое взаимодействие

Мы уже ознакомились с основными свойствами слабого взаимодействия. Его интенсивность мала по сравнению с энергиями, обычно реализуемыми в лабораторных условиях. Оно имеет ту же самую природу, что и электромагнитное взаимодействие; оба этих взаимодействия являются различными проявлениями единого «электрослабого» взаимодействия. Механизм спонтанного нарушения симметрии объясняет, почему кванты калибровочных полей, $W^\pm$ - и Z^0 -бозоны, обладают большой массой покоя. Во всех явлениях, изучаемых в данной главе, эти кванты поля ведут себя как виртуальные частицы. Речь пойдет о β -распаде ядер, первом процессе, с помощью которого было установлено существование слабого взаимодействия, и о распаде мюона. В процессах слабого взаимодействия образуются нейтрино и антинейтрино. Мы рассмотрим основные свойства этих частиц. Глава заканчивается обсуждением первых экспериментов, в которых были обнаружены эффекты электрослабого взаимодействия в атомной физике, а также кратким описанием процессов двойного β -распада.

8.1. Бета-распад

В феноменологической теории основной механизма β -распада ядер (ниже мы рассматриваем β^- -распад) является элементарная реакция

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (8.1)$$

В кварковой модели эта элементарная реакция идет в два этапа:

$$\begin{aligned} d &\rightarrow u + W^- \\ &\quad \downarrow \\ &\quad \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e. \end{aligned} \quad (8.2)$$

Другими словами, происходит переход от системы кварков (udd) к другой кварковой системе (uud) с испусканием виртуального отрицательного векторного бозона. В действительности образующийся u_c -кварк является смесью u - и s -кварков:

$$u_c = u \cos \theta_c + s \sin \theta_c. \quad (8.3)$$

Здесь θ_c — угол смешивания, называемый углом Кабиббо. Величина $\sin \theta_c$ очень мала, но отлична от нуля. Это слагаемое в формуле (8.3) напоминает нам, что в слабых взаимодействиях не сохраняется странность (§ 5.6.4).

8.1.1. Экспериментально установленные свойства слабого взаимодействия

Кинетическая энергия образующихся электронов отвечает непрерывному спектру, граничная энергия которого, строго определенная для каждого вида распадающихся ядер, дается законом со-

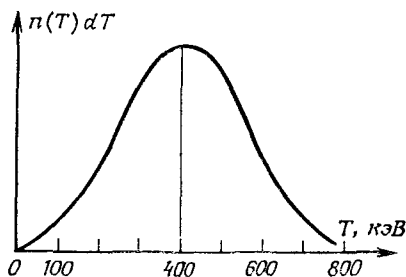


Рис. 8.1. Энергетический спектр электронов, образующихся в процессе β^- -распада свободного нейтрона. Величина $n(T) dT$ — число электронов в интервале кинетической энергии от T до $T + dT$.

хранения полной энергии. Если электромагнитное взаимодействие отсутствует или очень мало, энергетический спектр электронов оказывается полностью симметричным с максимумом, соответствующим половине максимального значения энергии вылетающих электронов. В качестве примера на рис. 8.1 представлен энергетический спектр электронов, образующихся в β^- -распаде свободного нейтрона.

Иногда на этот непрерывный спектр накладываются спектральные линии электронов, испускаемых в процессе внутренней конверсии, полностью обусловленной электромагнитным взаимодействием (§ 7.4).

Конечное ядро может образоваться в возбужденном состоянии. Оно теряет возбуждение, испуская γ -квант (именно такой случай образования возбужденного ядра ^{24}Mg приведен на рис. 8.2) или в исключительно редких случаях один нуклон (§ 6.8.3).

8.1.2. Классификация процессов β -распада

Для природных радионуклидов опытным путем была установлена следующая эмпирическая зависимость постоянной распада λ от $T_{\text{макс}}$ (Саргент, 1933):

$$\ln \lambda = A + B \ln (T_{\text{макс}}),$$

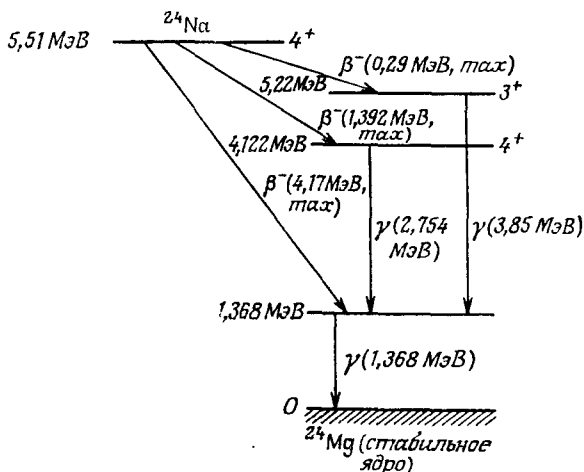


Рис. 8.2. Схема уровней (и переходов между ними) ядра ^{24}Na ($t_{1/2} = 14,97$ ч) с указанием трех каналов β^- -распада, отвечающих трем возбужденным уровням у дочернего ядра ^{24}Mg .

где A и B — положительные константы. Значения $\ln \lambda$ и $\ln T_{\text{макс}}$ ложатся на две параллельные прямые. Таким образом, одному значению $T_{\text{макс}}$ соответствуют два значения λ , причем значение, соответствующее верхней прямой, почти в 10 раз больше значения λ , соответствующего нижней. Следовательно, вероятность распада ядра, соответствующего нижней прямой, приблизительно в 100 раз меньше, чем распада, соответствующего верхней прямой. Верхняя прямая отражает наличие ядер с так называемыми «разрешенными переходами», а нижняя — существование в природе ядер с «запрещенными переходами». Эти названия двух видов β -распадных процессов отражают различие их относительных вероятностей.

В случае искусственных радионуклидов, гораздо более многочисленных, значения логарифма λ ложатся уже на большее число прямых. Самая верхняя из них соответствует разрешенным переходам, а все остальные — запрещенным первого порядка, второго и т. д. Эта наблюдаемая закономерность в распределении вероятностей процессов β -распада различных ядер должна быть обусловлена каким-либо механизмом этого процесса, дающим при определенных условиях различные вероятности распада ядер.

8.1.3. Нейтрино (ν_e)

Рассмотрим процесс β^- -распада ядра ^{14}C , в результате которого образуются электрон и ядро ^{14}N , но не испускается γ -квант. Разность масс начального ^{14}C и конечного ^{14}N ядер составляет около

0,000166 а.е.м., или в энергетических единицах 0,163 МэВ. Это совпадает с максимальной энергией энергетического спектра электронов. Установленный результат оказывается справедливым для всех распадающихся ядер: во всех случаях закон сохранения энергии выполняется только для электронов высокоэнергетического конца спектра, но он кажется нарушенным для всех остальных, более медленных электронов. В то же время спины всех трех частиц (нейтрона, протона и электрона) равны $1/2$. Если бы в этом процессе не участвовало нейтрино, то суммарный спин нуклонных состояний равнялся бы нулю или единице, тогда как спин единственного лептона (электрона в данном случае) равняется $1/2$, так что не выполнялся бы закон сохранения спина. В 1930 г. Паули постулировал существование новой электрически нейтральной частицы, нейтрино, которая рождается вместе с электроном и уносит ту самую недостающую часть энергии, необходимую для строгого выполнения закона сохранения энергии. Из сказанного следует, что нейтрино должно иметь спин, равный $1/2$. Наконец, масса покоя нейтрино должна равняться нулю или же быть исключительно малой. Благодаря всем этим свойствам нейтрино должно обладать огромной проникающей способностью, что сильно затрудняет его экспериментальное наблюдение. Эффективное сечение поглощения нейтрино ν_e с энергией 1 МэВ одним нуклоном настолько мало, что его заметное поглощение может наблюдаться лишь в слое свинца толщиной 35 световых лет! Для нейтрино с энергией несколько мегаэлектронвольт эффективное сечение поглощения нуклонами по порядку величины равно 10^{-47} м². Оно растет с энергией нейтрино и оказывается близким к 10^{-42} м² при энергии 1 ГэВ и приблизительно равно 10^{-40} м² при энергии 100 ГэВ.

Пусть электронное нейтрино ν_e падает на поверхность Земли. Объемная плотность вещества Земли (ее диаметр равен приблизительно 10^7 м) близка к $5 \cdot 10^3$ кг·м⁻³. Под каждым квадратным метром земной поверхности находится масса вещества, равная $10^7 \cdot 5 \cdot 10^3 = 5 \cdot 10^{10}$ кг. Это вещество содержит $5 \cdot 10^{10} / 1,66 \cdot 10^{-27} = 3 \cdot 10^{37}$ нуклонов, из которых приблизительно половина протоны. Таким образом, вероятность того, что одно нейтрино с энергией несколько мегаэлектронвольт будет поглощено веществом Земли, равна приблизительно $0,5 \cdot 3 \cdot 10^{37} \cdot 10^{-47} \approx 10^{-10}$. Следовательно, опыты по детектированию этих частиц требуют не только больших нейтринных потоков, но и огромных количеств вещества, исчисляемых тоннами, в качестве детектора.

С точки зрения ядерной физики роль нейтрино аналогична роли, которую играет тепловая энергия в классической физике. Энергия, которую переносят потоки нейтрино, практически ненаблюдаема, поскольку очень трудно экспериментально обнаружить ее возможные проявления. Наша Вселенная наполнена большим числом ней-

Таблица 8.1. Нейтринные потоки, проходящие сквозь Землю

Источник нейтрино	Тип нейтрино	Характеристика энергетического спектра	Плотность потока, см ⁻² .с ⁻¹
Столкновения космических частиц в межгалактических пространствах	$\nu_e, \bar{\nu}_e$ $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$	Очень широкий	$10^{-5}—10^{-7}$
Ядерные реакции, происходящие на Солнце и в недрах звезд	$\bar{\nu}_e$	Небольшие энергии	$10^7—10^{11}$
Взаимодействие космических лучей с веществом атмосферы Земли	$\nu_e, \bar{\nu}_e$ $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$	Очень широкий	$3 \cdot 10^{-3}$
Естественные процессы β -распада в земных условиях	$\bar{\nu}_e$	Небольшие энергии	$10^5—10^7$
Мощные ядерные реакторы деления	$\bar{\nu}_e$	Небольшие энергии	10^{14}

трино, находящихся в состоянии постоянного движения. В табл. 8.1 приведены оценки потоков нейтрино, проходящих через Землю, от различных источников.

8.2. Стабильность ядер по отношению к процессам β -распада

Модель жидкой капли, описанная в гл. 3, позволяет сделать интересные выводы по данному вопросу. Ядра, образующиеся в процессах β -распада, являются изобарами. При фиксированном значении массового числа A кривая зависимости энергии связи ядра $E_{св}$ [формула (3.8)] от его заряда Z является параболой.

Самым стабильным является ядро, соответствующее вершине параболы, т. е. должно выполняться условие

$$\left(\frac{dE_{св}}{dZ} \right)_A = 0.$$

Отсюда получаем

$$4a_a \frac{A - 2Z}{A} = 2a_c \frac{Z}{A^{1/3}}. \quad (8.4)$$

Таким образом, ядра, для которых числа A и Z удовлетворяют условию (8.4), наиболее стабильны. В общем случае это уравнение может привести к дробным значениям Z . Тогда для нахождения

ядра с максимальной стабильностью следует взять целое значение Z , наиболее близкое к полученному дробному числу.

Рассмотрим все изложенное более точно с учетом поправочного члена E_p . Для ядер с нечетными значениями A мы имеем $a_p = 0$: изобары ложатся на единственную параболу. В случае же четных значений A изобары размещаются на двух параболах, одна из которых соответствует четным значениям Z ($E_p > 0$), а другая — нечетным ($E_p < 0$). Кривая для ядер с четными значениями Z должна располагаться выше кривой для ядер с нечетными.

Эксперимент подтверждает эти предсказания. Построим график зависимости энергии связи системы изобарических ядер от их атомных номеров.

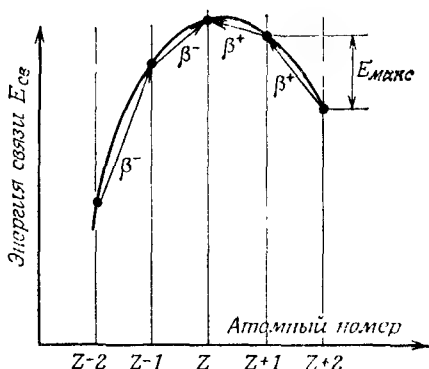


Рис. 8.3. Зависимость энергии связи ядра от атомного числа для изобар с нечетными значениями массового числа.

а. Рассмотрим вначале изобары с нечетными значениями массового числа. Соответствующая зависимость энергии связи от числа Z дается параболой (рис. 8.3). Пусть Z — атомный номер ядра, соответствующего максимуму этой кривой. Изобара Z обладает наибольшей стабильностью. Тогда ядра $Z-1$, $Z-2$, ... имеют избыток нейтронов и обладают способностью к β^- -распаду. Ядра же $Z+1$, $Z+2$, ... способны к β^+ -распаду или к захвату электронов с K -оболочки атома. Из всей совокупности этих изобар с нечетными значениями массовых чисел только одно ядро является действительно стабильным, в крайнем случае — два ядра, если их энергии связи близки к максимальному значению, соответствующему условию стабильности.

б. Рассмотрим изобары с четными значениями массовых чисел. Группа таких ядер в свою очередь разделяется на две подгруппы: изобары с нечетными значениями Z , имеющие нечетное число протонов и нейтронов, и изобары с четными значениями Z , содержащие четное число протонов и нейтронов.

На графике все ядра обеих этих подгрупп ложатся на кривые, являющиеся параболами. Верхняя парабола соответствует ядрам

с четными значениями Z , а нижняя — ядрам с нечетными значениями Z (рис. 8.4). Энергия связи нечетно-нечетных ядер меньше, чем четно-четных, и поэтому изобары, лежащие на нижней кривой, менее стабильны, чем на верхней. Следовательно, ни одно из нечетно-нечетных ядер не должно быть стабильным. Но на самом деле четыре ядра из этой категории ядер все же оказываются стабильными. Причиной стабильности этих четырех легких ядер ${}^2_1\text{H}$, ${}^6_3\text{Li}$, ${}^{10}_5\text{B}$ и ${}^{14}_7\text{N}$ является то, что они содержат одинаковое число протонов и нейтронов. Ядро же ${}^{180}_{73}\text{Ta}$ представляет собой особый случай.

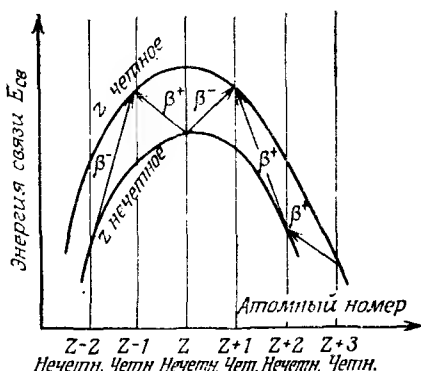


Рис. 8.4. Зависимость энергии связи от атомного числа для изобар с четными значениями массового числа.

По поводу рис. 8.4 нужно заметить следующее. Во-первых, изобара Z , находящаяся в вершине параболы с нечетными значениями Z , способна к распаду и по β^- -каналу, и по β^+ -каналу. Например, ядро ${}^{64}\text{Cu}$, испустив позитрон, может превратиться в ядро ${}^{64}\text{Ni}$, а испустив электрон, оно может превратиться в ядро ${}^{64}\text{Zn}$. Оба образовавшихся ядра стабильны. Отношение парциальных ширин распадов, т. е. отношение числа испускаемых позитронов к числу испускаемых электронов постоянно для каждого сорта радионуклидов данной категории.

Во-вторых, парабола для четно-четных ядер содержит два стабильных изотопа, атомные номера которых различаются на две единицы. Превращение одного из этих изотопов в другой возможно только в случае одновременного испускания двух электронов. Такой процесс называется двойным β -распадом. Из теории следует, что вероятность такого явления чрезвычайно мала, и эксперимент подтверждает это. Для ядра ${}^{130}\text{Te}$ период полураспада по порядку величины равен 10^{21} лет. Для ядра ${}^{128}\text{Te}$ он больше 10^{24} лет, а для ядра ${}^{82}\text{Se}$ он составляет $\sim 2,7 \cdot 10^{20}$ лет.

8.3. Теория Ферми слабого взаимодействия

Электрон и нейтрино, появляющиеся в результате слабого взаимодействия, рождаются, поскольку они не существуют в радиоактивном ядре. Это явление аналогично процессу испускания фотона электроном в атоме при переходе его с одной орбиты на другую, расположенную ближе к ядру. Энрико Ферми в своей теории слабого взаимодействия, построенной им в 1934 г., использовал эту аналогию и уже известный аппарат квантовой теории поля, успешно примененный к описанию процессов электромагнитного излучения,

Гамильтониан слабого взаимодействия был взят по аналогии с электромагнитным взаимодействием в виде $G_F V_\mu(p, n) V_\mu(e, \nu)$, где через V_μ обозначены плотности четырехмерных векторных токов, скалярное произведение которых образует релятивистский скаляр. Эти *полярные векторы* строятся из волновых функций частиц, объединенных попарно: нейтрон — протон, электрон — нейтрино. Величина G_F — константа слабого взаимодействия, называемая в настоящее время константой Ферми. В более позднем варианте, предложенном Гамовым и Теллером, взаимодействие Ферми заменяется выражением $G_F A_\mu(p, n) V_\mu(e, \nu)$, где через A_μ обозначены четырехмерные *аксиальные векторы* (псевдовекторы).

8.3.1. Формула Ферми для вероятности β -распада ядер

Как показал Ферми, вероятность $P(p) dp$ того, что испускаемый электрон будет обладать импульсом, лежащим в пределах от p до $p + dp$, дается формулой

$$P(p) dp = \frac{2\pi}{\hbar} G_F^2 \frac{dn}{dT} |M|^2 dp. \quad (8.5)$$

Величина G_F очень мала: $1,41 \cdot 10^{-56}$ Дж·см³. Кинематический множитель dn/dT характеризует способ перераспределения полной энергии распада $T_{\text{макс}}$ между β -частицами, т. е. электроном и позитроном (энергия T_β), нейтрино и образовавшимся ядром (поскольку масса ядра намного больше массы электрона, можно пренебречь кинетической энергией, уносимой образовавшимся ядром — энергией отдачи). Этот множитель имеет вид

$$\frac{dn}{dT} = \frac{p^2 (T_{\text{макс}} - T_\beta)^2}{4\pi^4 c^3 \hbar^6}. \quad (8.6)$$

Данная формула согласуется с наличием максимума в энергетическом спектре испускаемых электронов.

Наконец, множитель $|M|$ есть матричный элемент, определяющий всю динамику процессов β -распада. Он учитывает влияние всей

совокупности нуклонов ядра на характеристики перехода. Вероятность β -распада тем больше, чем больше величина $|M|$. Выражение для $|M|$ довольно сложное. В него входят волновые функции электрона и нейтрино, начального и конечного ядер, а также операторы, описывающие взаимодействие ядро—электрон—нейтрино.

В теории Ферми этот оператор является константой. В более поздних вариантах теории (Гамова—Теллера) было показано, что это не совсем верно.

Обозначим через L_β орбитальное квантовое число пары лептонов электрон—нейтрино. Ее угловой момент будет равен $\hbar L_\beta$. В то же время электрон-нейтринная пара обладает внутренним угловым моментом (спином), равным $\hbar S_\beta$. Теперь обсудим упрощающие предположения, сделанные Ферми. Вначале он принял, что волновые функции электрона и нейтрино в объеме ядра изменяются мало и их можно аппроксимировать константами. Из этого следует, что испускаемая лептонная пара имеет орбитальный момент, равный нулю: $L_\beta = 0$. Такие переходы получили название «разрешенных» переходов. Затем он рассмотрел случай, когда это условие не выполняется. Такие переходы получили название «запрещенных», и мы их рассмотрим ниже. Сделанное выше предположение о слабом изменении лептонных волновых функций подавляет в выражении для $|M|$ влияние всех переменных величин, связанных с лептонами. Таким образом, матричный элемент $|M|$ оказывается зависящим только от характеристик ядра. Такой матричный элемент обозначается символом $|M_{\text{ядро}}|$ и называется ядерным матричным элементом, не зависящим от энергии лептонов. В выражение для $|M_{\text{ядро}}|$ входят волновые функции начального и конечного ядер, посредством которых он оказывается зависящим от их угловых моментов, четностей и распределения нуклонов в ядрах. Величина $|M_{\text{ядро}}|$ существенно зависит от степени перекрытия волновых функций начального и конечного ядер. В случае полного перекрытия $|M_{\text{ядро}}|^2 = 1$. В случае $L_\beta = 0$ формула (8.5) может быть записана в виде

$$P(p) dp = \frac{G_F^2}{2\pi^3 c^3 \hbar^7} p^2 (T_{\text{макс}} - T_\beta)^2 F(Z, T) |M_{\text{ядро}}|^2 dp. \quad (8.7)$$

Здесь $F(Z, T)$ — кулоновский поправочный множитель. Он учитывает влияние электрического заряда ядра на кинетическую энергию испускаемых электронов. Этот множитель F равен единице при $Z = 0$ (свободный нейтрон). Во всех случаях, кроме случая легких ядер с малыми значениями Z и электронов очень высоких энергий, волновые функции электрона, имеющие вид плоских волн, необходимо заменить искаженными кулоновскими волновыми функциями, учитывающими то обстоятельство, что вылетающие из ядра отрицательно заряженные электроны притягиваются и, следова-

тельно, тормозятся в кулоновском поле ядра, а положительно заряженные позитроны, наоборот, отталкиваются и, следовательно, ускоряются в поле ядра. Важное значение множителя $F(Z, T)$ показано на рис. 8.5, где представлены энергетические спектры электронов и позитронов, испускаемых ядром ^{64}Si . Этот множитель учитывает также влияние электронных оболочек атомов, ядра которых испытывают β -распад.

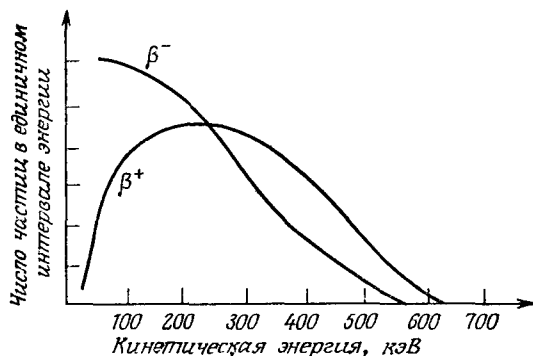


Рис. 8.5. Энергетические спектры электронов и позитронов, образующихся в процессах β^- и β^+ -распада ядра ^{64}Si , показывающие важную роль кулоновских поправок.

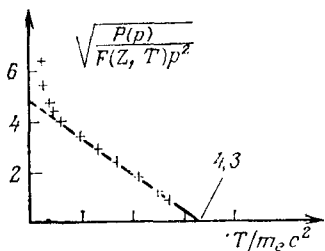


Рис. 8.6. График Кюри для ядра $^{15}_8\text{O}$.

8.3.2. График Кюри

Уравнение Ферми (8.7) может быть представлено в виде

$$\left[\frac{P(p)}{p^2 F(Z, T)} \right]^{1/2} = \text{const} \cdot (T_{\text{макс}} - T_{\beta}). \quad (8.8)$$

Кюри с сотрудниками установили, что при $L_{\beta} = 0$ в 90 % случаев экспериментальный график функции, задаваемой уравнением (8.8), оказывается линейным. Хотя и были некоторые исключения, можно было утверждать, что экспериментально наблюдаемые небольшие отклонения от линейности вызваны влиянием запрещен-

ных переходов. На рис. 8.6 представлен график Кюри в случае распада ядра кислорода ^{15}O . По оси абсцисс отложена энергия вылетающих электронов (в единицах их энергии покоя $m_e c^2 = 0,511$ МэВ, где m_e — масса покоя электрона). График Кюри позволяет с большой точностью определить максимальную энергию энергетического спектра электронов.

8.3.3. Периоды полураспада ядер, подверженных β -распаду

Уравнение Ферми дает дифференциальную вероятность $P(p) dp$ того, что импульс электрона будет лежать в интервале от p до $p + dp$. Поскольку постоянная распада λ есть вероятность испускания в единицу времени одного электрона независимо от его импульса, с учетом выведенной ранее формулы $\lambda = 1/\tau = \ln 2/t_{1/2}$ получаем, проинтегрировав уравнение (8.7):

$$\lambda = \text{const} \cdot |M_{\text{ядро}}|^2 f(Z, E_0). \quad (8.9)$$

Здесь $f(Z, E_0)$ — так называемая функция Ферми. Через E_0 обозначена полная энергия, выделяемая в процессе β -распада. Ее не следует путать с максимальной кинетической энергией электронов $T_{\text{макс}}$, поскольку в E_0 входит энергия покоя $m_e c^2$ образовавшегося электрона (позитрона). Чаще всего ее представляют в безразмерном виде, относя к энергии покоя электрона, как это сделано на графике Кюри, изображенном на рис. 8.6:

$$E_0 = \frac{T_{\text{макс}} + m_e c^2}{m_e c^2}. \quad (8.10)$$

В частном случае очень быстрых электронов (E_0 велико) вычисления показывают, что функция Ферми пропорциональна E_0^5 . Следовательно,

$$\lambda = k E_0^5. \quad (8.11)$$

Такой вывод согласуется с эмпирическим законом, установленным Саргентом для природных радиоактивных ядер. Уравнение (8.9) показывает, что в случае разрешенных переходов ($L_\beta = 0$) произведение $f(Z, E_0)t_{1/2}$, обозначаемое для краткости через ft , является константой.

8.3.4. Классификация ядерных переходов в процессах β -распада

Волновые функции электрона и нейтрино не всегда можно аппроксимировать в объеме ядра их постоянными значениями. Например, это невозможно, если испускаемые частицы имеют угловой момент, отличный от нуля. Последнее явление имеет место в слу-

чае запрещенных переходов. Даже при $L_\beta = 0$, поскольку обе испускаемые частицы (электрон и нейтрино) имеют полуцелые спины, равные $1/2$, они могут испускаться в синглетном состоянии, когда их спины антипараллельны (полный спин S равен нулю), и в триплетном состоянии, когда их спины параллельны (полный спин S равен единице).

На основании сказанного можно установить правила отбора, позволяющие провести классификацию ядерных переходов в процессах β -распада.

8.3.4.1. *Разрешенные переходы* ($L_\beta = 0$). а) Синглетное состояние, когда суммарный спин лептонов равен нулю ($S_\beta = 0$). В этом случае наблюдаемые переходы называются переходами Ферми и удовлетворяют правилам отбора Ферми, состоящим в том, что в процессе β -распада не меняется ни угловой момент ядра L , ни его четность. Мы имеем

$$\Delta L = 0.$$

б) Триплетное состояние лептонной пары, когда ее полный спин равен единице ($S_\beta = 1$). Такие процессы β -распада получили название переходов Гамова — Теллера, в них выполняются правила отбора Гамова — Теллера:

$$\Delta L = \pm 1 \text{ или } 0$$

(причем переход $0 \rightarrow 0$ запрещен).

Для таких переходов величина $lg ft$ лежит в пределах от 3 до 6. Важным частным случаем являются процессы β -распада, для которых имеет место полное перекрытие ядерных волновых функций начального и конечного ядер. В таком случае квадрат модуля ядерного матричного элемента равен единице ($|M_{\text{ядро}}|^2 = 1$) и величина $lg ft$ оказывается заключенной между 3,0 и 3,7. Это самые малые значения данной величины из всех изученных к настоящему времени процессов β -распада ядер (табл. 8.2). Такими малыми значениями логарифма величины ft часто характеризуются зеркальные ядра.

8.4.3.2. *Запрещенные переходы* ($L_\beta \neq 0$). а) Если орбитальный момент лептонной пары равен единице, то мы имеем запрещенный переход первого порядка.

б) В случае образования лептонной пары в синглетном состоянии, удовлетворяющем правилу отбора Ферми, правила отбора для данного типа запрещенных переходов имеют вид

$$\Delta L = 0, \pm 1$$

(причем переход $0 \rightarrow 0$ запрещен).

Таблица 8.2. Значения величины ft для некоторых источников β -излучения

Z	Ядро	Тип распада	Период полураспада	$T_{\text{макс}}'$ МэВ	$\lg ft$	Тип перехода
0	1_0n	β^-	12 мин	0,780	3,11	Разрешенный
1	${}^3_1\text{H}$	β^-	12,26 лет	0,0185	3,05	Разрешенный (зеркальное ядро)
2	${}^6_2\text{He}$	β^-	0,82 с	13,43	3,84	Разрешенный ($N = Z + 2$)
3	${}^8_3\text{Li}$	β^-	0,86 с	13	5,60	Разрешенный
4	${}^{10}_4\text{Be}$	β^-	$2,5 \cdot 10^6$ лет	0,557	13,65	Запрещенный (2-го порядка)
6	${}^{11}_6\text{C}$	β^+	20,4 мин	0,98	3,59	Разрешенный (зеркальное ядро)
9	${}^{18}_9\text{F}$	β^+	1,87 ч	0,65	3,58	Разрешенный ($N = Z$)
10	${}^{19}_{10}\text{Ne}$	β^+	66 с	1,75	3,44	Разрешенный (зеркальное ядро)
10	${}^{23}_{10}\text{Ne}$	β^-	40,2 с	4,4	5,11	Разрешенный
15	${}^{32}_{15}\text{P}$	β^-	14,3 дн	1,71	7,90	Запрещенный (1-го порядка)
19	${}^{40}_{19}\text{K}$	β^-	$1,3 \cdot 10^9$ лет	1,329	17,60	Запрещенный (4-го порядка)
30	${}^{69}_{30}\text{Zn}$	β^-	52 мин	0,9	4,41	Разрешенный
55	${}^{135}_{55}\text{Cs}$	β^-	$2,0 \cdot 10^6$ лет	0,21	13,07	Запрещенный (2-го порядка)
55	${}^{138}_{55}\text{Cs}$	β^-	32 мин	3,40	7,13	Запрещенный (1-го порядка)

в) В случае образования лептонной пары в триплетном состоянии (когда выполняются правила отбора Гамова — Теллера) правила отбора для запрещенных переходов первого порядка имеют вид

$$\Delta L = 0, \pm 1, \pm 2$$

(причем переходы $0 \rightarrow 0$; $\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}$; $0 \rightarrow 1$; $1 \rightarrow 0$ запрещены).

Величина $\lg ft$ принимает значения, заключенные в интервале от 6 до 9. Квадрат модуля матричного элемента $|M|^2$ примерно

в 100 раз меньше, чем в случае разрешенных переходов. Это означает, что вероятность распада соответствующего ядра, удовлетворяющего правилам отбора запрещенных переходов первого порядка, в 100 раз меньше, чем процессов распада ядер, удовлетворяющих правилам отбора разрешенных переходов.

г) Если орбитальный момент лептонной пары равняется двум ($L_\beta = 2$), то мы имеем запрещенный переход второго порядка. В этом случае величина $\lg ft$ лежит между 10 и 14.

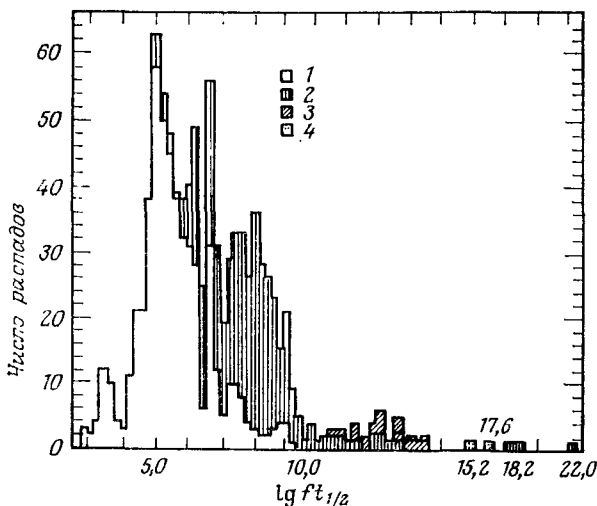


Рис. 8.7. Зависимость числа β -радиоактивных ядер от $\lg (ft)$. 1 — разрешенные переходы; 2 — запрещенные переходы 1-го порядка; 3 — запрещенные переходы 2-го порядка; 4 — запрещенные переходы 3-го и 4-го порядков.

д) При $L_\beta = 3$ мы имеем запрещенный переход третьего порядка, и в этом случае величина $\lg ft$ лежит между 14 и 16.

е) Процесс β -распада ядра калия ^{40}K , идущий с очень малой вероятностью распада, соответствующей значению $\lg ft = 17,6$, может служить примером запрещенного перехода очень высокого (четвертого) порядка. Он идет с изменением четности состояния ядер.

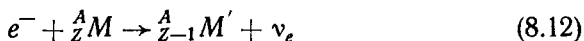
На рис. 8.7 представлена зависимость числа радиоактивных ядер, подверженных β -распаду, от величины $\lg ft$. График наглядно иллюстрирует все сказанное выше.

Теория Ферми применима к процессу захвата электронов ядрами. Полученные при этом значения величины ft очень близки к соответствующим значениям, найденным из измерения характеристик

процессов β^+ -распада, конечно, если речь идет об одних и тех же ядрах в сопоставляемых обратных по отношению друг к другу процессах.

8.4. Электронный захват

Строго говоря, данный процесс не относится к чисто радиоактивным явлениям, но вероятностные законы, которые им управляют, такие же, как и для β -распада ядер. Этот процесс обусловлен слабым взаимодействием электрона, находящегося на электронной оболочке атома, с ядром атома. Вероятность нахождения электрона атомной оболочки в данной точке пространства дается квадратом модуля волновой функции $|\Psi|^2$. Эта волновая функция не падает до нуля внутри объема ядра, а следовательно, процесс захвата орбитального электрона ядром атома возможен. Его вероятность тем больше, чем ближе электрон к ядру атома. Значит, захват электрона с самой близкой к ядру K -оболочки атома является наиболее вероятным из всех возможных процессов электронного захвата. Основой механизма процесса захвата орбитального электрона ядром



является элементарная реакция



При этом образуется такое же ядро, как и при β^+ -распаде. Поэтому β^+ -распад всегда сопровождается электронным захватом. В самом деле, энергетическое условие, определяющее возможность электронного захвата, имеет вид

$$M(Z) > M(Z-1) + \frac{E_K}{c^2}.$$

Здесь через M обозначены массы атомов в основном состоянии, а E_K — энергия связи электрона, находящегося на K -оболочке образующегося атома.

Аналогичное энергетическое условие, определяющее возможность процесса β^+ -распада, дается формулой

$$M(Z) > M(Z-1) + 2m_e.$$

Здесь m_e — масса покоя позитрона. Испускание положительно заряженного позитрона обязательно сопровождается испусканием отрицательно заряженного электрона с электронной оболочки атома. Обратное утверждение неверно, и, следовательно, процесс электронного захвата может идти и самостоятельно.

Все нейтрино, образующиеся в процессе захвата электронов с K -оболочки атомов, имеют одинаковую энергию, т. е. нейтринный

спектр моноэнергетический. В процессах же β^+ -распада нейтрино могут иметь любые значения энергии, допускаемые законами сохранения энергии и импульса, и нейтринный спектр непрерывный.

Возможны также процессы захвата электронов с более высоких атомных оболочек L , M и т. д. Однако вероятность таких процессов меньше, чем захват электрона с K -оболочки. Во всех случаях электронного захвата в электронной оболочке образовавшегося атома ($Z - 1$) возникает «дырка», что приводит к перестройке электронных оболочек, а именно к переходу электронов на освободившееся место. Такой процесс перестройки сопровождается испусканием рентгеновского излучения с K -, L -, M -оболочек образовавшегося атома, а также испусканием оже-электронов.

8.5. Нейтрино

8.5.1. Экспериментальные доказательства существования в природе нейтрино первого поколения ν_e

Нейтрино, введенное Паули, долгое время оставалось гипотетической частицей, и иногда появлялись сомнения в его действительном существовании в природе. Ядерные реакторы большой мощности оказались интенсивными источниками электронных антинейтрино $\bar{\nu}_e$. Они позволили убедительно продемонстрировать взаимодействие антинейтрино низких энергий (порядка нескольких мегаэлектронвольт) с веществом.

Из теории следует, что сечение захвата антинейтрино протоном, т. е. процесса, обратного β^+ -распаду,

$$\bar{\nu}_e + {}^1_0p \rightarrow {}^1_0n + e^+, \quad (8.14)$$

должно быть порядка 10^{-47} м². Такой эксперимент, в котором впервые было доказано существование антинейтрино в природе, был проведен в 1956 г. Райнсом и Коуэном на мощном Саванна-риверском ядерном реакторе.

Нейтринный детектор, изображенный на рис. 8.8, состоял из двух баков T объемом по 200 л каждый, наполненных водным раствором хлористого кадмия. Эти два контейнера были расположены между огромными резервуарами S по 1200 л каждый, наполненными жидким сцинтиллятором. Из схемы ясна основная идея эксперимента. Чтобы быть уверенным в том, что действительно было зарегистрировано антинейтрино, методом задержанных совпадений регистрируют импульс γ -кванта, образующегося в результате аннигиляции быстрого позитрона, и импульсы γ -квантов, рождающихся через несколько микросекунд в результате захвата нейтрона, замедленного до тепловой скорости, ядром кадмия. Скорость счета у Райнса и Коуэна составляла $3,0 \pm 0,2$ событий в час, что при-

мерно в 4 раза превышало скорость счета, соответствующую естественному фону. Подмешивая к воде в контейнерах T тяжелую воду, обогащенную тяжелыми изотопами водорода, они установили, что скорость счета (число событий в час) прямо пропорциональна числу протонов, содержащихся в мишени. Для полного сечения рассеяния, усредненного по реальному энергетическому спектру

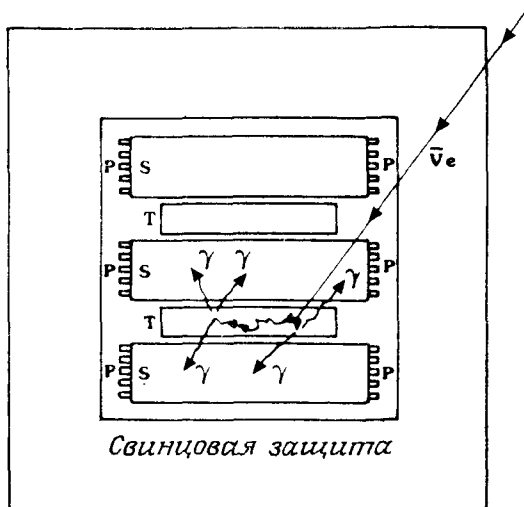


Рис. 8.8. Схема детектора, использованного Райнсом и Коуэном в первом эксперименте по обнаружению электронного антинейтрино $\bar{\nu}_e$ (1956 г.).

реакторных антинейтрино, образующихся в ядерном реакторе в результате β -распада ядер, было получено значение

$$\sigma_{\text{экс}} = (0,94 \pm 0,13) \cdot 10^{-47} \text{ м}^2. \quad (8.15)$$

Теоретически оно должно быть равно

$$\sigma_{\text{теор}} = (1,07 \pm 0,07) \cdot 10^{-47} \text{ м}^2. \quad (8.16)$$

Таким образом, было достигнуто замечательное согласие предсказаний теории с опытными данными, несмотря на исключительную трудность проведенного эксперимента, если учесть состояние электроники в то время.

Мюонные нейтрино ν_μ были экспериментально обнаружены в 1962 г. Они значительно отличаются по своим свойствам от электронных нейтрино ν_e , поскольку их взаимодействие с протонами и нейтронами приводит к образованию мюонов:



8.5.2. Спиральность нейтрино

Для спина s антинейтрино возможна лишь одна ориентация относительно направления импульса p . Это связано со спиральностью нейтрино и антинейтрино, т. е. с характеристикой, наличием которой объясняется несохранение пространственной четности в слабых взаимодействиях.

Спиральностью μ называется величина, определяемая как

$$\mu = \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{s}}{|\mathbf{p}| |\mathbf{s}|}. \quad (8.18)$$

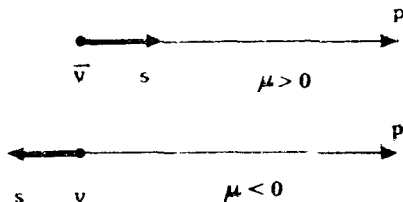


Рис. 8.9. Спиральности нейтрино и антинейтрино.

Антинейтрино обладает положительной (или правой) спиральностью, тогда как у нейтрино отрицательная (или левая) спиральность (рис. 8.9).

8.5.3. Масса нейтрино

В теории Ферми, основанной на известных свойствах спиральности, предполагается, что масса покоя нейтрино строго равна нулю. Однако единые теории предсказывают для нейтрино всех трех поколений хотя и очень малую, но отличную от нуля массу покоя. Отсюда вытекают важные космологические следствия¹⁾. Мы собираемся обсудить только проблему существования массы покоя у электронных антинейтрино, которую можно исследовать с большой точностью благодаря существованию процессов β -распада ядер.

8.5.3.1. Испускание электронов в процессах β -распада в случае наличия у нейтрино массы покоя. На рис. 8.10 изображен процесс β -распада одиночного ядра в случае, если бы нейтрино обладало

¹⁾ Полагают, что только $\sim 12\%$ массы нашей Вселенной является видимой (наблюдаемой), а 88% ее массы невидимы, и встает вопрос о природе этой «темной» материи. Согласно сценарию «горячей Вселенной», в последней должно содержаться равное число фотонов и нейтрино. Массивными нейтрино можно было бы объяснить феномен «темной» материи.

массой покоя m_ν . Через $\mathbf{P}$ обозначен импульс образовавшегося ядра, испытывающего отдачу; $\mathbf{p}$ — импульс испускаемого электрона (позитрона), $\mathbf{q}$ — импульс испускаемых антинейтрино (нейтрино); T , T_e и T_ν — соответствующие кинетические энергии; ΔM — разность $M_0 - M$ масс начального и конечного ядра.

Из законов сохранения энергии и импульса можно получить выражение для квадрата массы покоя нейтрино (антинейтрино) в виде

$$m_\nu^2 = (\Delta M - m_e - T - T_e)^2 - [2MT - 2p(2MT)^{1/2} \cos \theta + p^2]. \quad (8.19)$$

К сожалению, экспериментальная точность измерения величин T , p , θ и ΔM недостаточна, чтобы можно было надежно вычислить

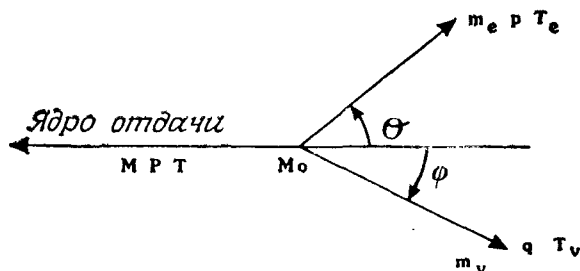


Рис. 8.10. Кинематика процесса β^- -распада в случае массивного антинейтрино.

величину m_ν . Так, например, наличие у нейтрино, образующихся в результате распада ядра ^{37}Ag , массы покоя, равной 10 КэВ, привело бы к уменьшению энергии отдачи ядра T на 0,014 %. При нынешнем техническом уровне измерительной техники столь малая величина пока еще недоступна экспериментальному измерению. Можно только утверждать, что масса нейтрино меньше 5 КэВ/ c^2 .

8.5.3.2. Форма графика Кюри в случае массивных нейтрино. Максимальная кинетическая энергия энергетического спектра электронов определяется по формуле

$$E_{\text{макс}} = T + T_e - T_\nu = \Delta M - m_e - m_\nu.$$

Энергия, соответствующая граничной точке графика Кюри, равна

$$E_0 = \Delta M - m_e = E_{\text{макс}} + m_\nu.$$

Графиком функции

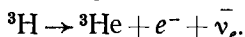
$$K = \left(\frac{P(p)}{F(Z, T_e) p^2} \right)^{1/2}$$

является прямая линия (см. рис. 8.6), которая пересекается с осью абсцисс при значении энергии E_0 , если масса покоя нейтрино

равна нулю. Если же нейтрино обладает массой покоя m_ν , то вычисления приводят к следующему результату:

$$K \sim [(E_0 - T_e) (E_0 - T_e)^2 - m_\nu^2]^{1/2}. \quad (8.20)$$

Все эксперименты по поиску массы покоя нейтрино были сосредоточены на изучении формы энергетического спектра электронов, образующихся при распаде ядер трития, согласно реакции



На рис. 8.11 показана форма энергетического спектра электронов при разных значениях массы покоя нейтрино. Кривая графика Кюри пересекается с осью энергий на расстоянии m_ν слева от значения E_0 , соответствующего случаю $m_\nu = 0$. Этот эффект очень слабый, так что разрешающая способность применяемого детектора должна быть исключительно высокой.

Основная трудность, которую необходимо преодолевать при осуществлении такого рода измерений, состоит в том, что с повышением энергетического разрешения аппаратуры граничная точка графика Кюри смещается в направлении, противоположном смещению, обусловленному отличием массы m_ν покоя нейтрино от нуля. На рис. 8.11 штриховой линией (кривая F), отвечающей массе покоя нейтрино, равной 50 эВ/с², показывается результат повышения разрешающей способности детектора до 60 эВ (что составляет в относительных единицах $\sim 0,3\%$). Такое разрешение равно примерно половине разброса амплитуд импульсов падающих электронов, которые считаются моноэнергетическими. Советские исследователи¹⁾ получили ограничения на массу покоя электронного анти-

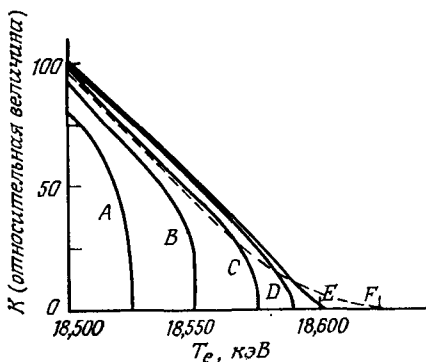


Рис. 8.11. Форма графика Кюри в конце энергетического спектра электронов, испускаемых в β -распаде ядер трития, при отличной от нуля массе покоя антинейтрино. Для m_ν приняты значения (в единицах эВ/с²): 75 (кривая A), 50 (кривая B), 25 (кривая C), 10 (кривая D), 0 (кривая E).

¹⁾ Имеется в виду группа В. А. Любимова (ИТЭФ, Москва), в которой к настоящему времени получено более сильное ограничение

$$17 \leq m_\nu \leq 40 \text{ эВ/с}^2.$$

(См.: Борис С. Д., Голутвин А. И. и др. — Письма ЖЭТФ, 1987, т. 45, вып. 6. с. 267.) — Прим. перев.

нейтрино как сверху, так и снизу:

$$14 < m_{\bar{\nu}_e} < 45 \text{ эВ}/c^2.$$

Однако есть еще некоторые сомнения в точности данного результата. Пока что с уверенностью можно утверждать, что

$$\begin{aligned} m_{\bar{\nu}_e} &< 45 \text{ эВ}/c^2, \\ m_{\nu_\mu} &< 500 \text{ эВ}/c^2, \\ m_{\nu_\tau} &< 80 \text{ МэВ}/c^2. \end{aligned} \quad (8.21)$$

8.5.4. Гипотеза о существовании нейтринных осцилляций

Единые теории, предсказывающие существование массы покоя у нейтрино, предсказывают также возможность нейтринных осцилляций. Суть этого явления состоит в том, что образующееся в процессе β -распада электронное нейтрино ν_e в процессе своего движения может изменить свою природу и перейти в другое нейтринное состояние ν_μ или ν_τ . Такие нейтринные состояния через определенные интервалы пути могут чередоваться.

В единых теориях предполагается, что нейтрино имеет три ортогональные составляющие ν_1, ν_2, ν_3 . Масса каждого из наблюдаемых трех сортов нейтрино является определенной комбинацией затравочных масс $M_{\nu_1}, M_{\nu_2}, M_{\nu_3}$. Таким образом, имеем

$$M = (a_1 M_{\nu_1}^2 + a_2 M_{\nu_2}^2 + a_3 M_{\nu_3}^2)^{1/2}.$$

Волновая функция каждого реально существующего нейтрино есть линейная комбинация трех волновых функций затравочных нейтринных состояний ν_1, ν_2, ν_3 . Если в процессе распада образуется, например, электронное нейтрино ν_e , то дальнейшая эволюция трех нейтринных состояний во времени происходит по-разному. Следовательно, первоначальная линейная комбинация нейтринных состояний модифицируется и пучок, первоначально состоявший только из электронных нейтрино ν_e , через некоторое время становится смесью трех сортов нейтрино ν_e, ν_μ, ν_τ . Частота такого рода осцилляций рассчитывается на основе известной (или предполагаемой) разности масс покоя различных сортов нейтрино.

В качестве простого примера рассмотрим смесь двух нейтринных состояний ν_1 и ν_2 . Пусть $\Delta\phi$ есть разность фаз соответствующих волновых функций, а l — расстояние от рассматриваемой точки в пространстве до источника нейтрино. Получаем

$$\Delta\phi = \Delta\omega t = \Delta\omega \frac{l}{c} = \frac{2\pi l}{l_{\text{осц}}}, \quad (8.22)$$

где $l_{\text{осц}}$ — характерная длина осцилляций, которая может быть определена по формуле

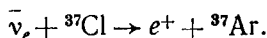
$$l_{\text{осц}} = 2\pi \frac{c}{\Delta\omega} = \frac{4\pi\hbar p}{(m_1^2 + m_2^2)c^2} = 2,48 \frac{E_\nu (\text{МэВ})}{\Delta m^2 (\text{эВ})^2}, \quad (8.23)$$

причем $\Delta m^2 = m_1^2 - m_2^2$.

Для электронных нейтрино с энергией 4 МэВ, возникающих в ядерных реакторах деления, и при $\Delta m^2 = 1 \text{ эВ}^2$ длина осцилляций оказывается равной примерно 10 м. В случае же нейтрино с энергией 20 ГэВ длина осцилляций равна 50 км.

Активно ведутся экспериментальные поиски такого рода осцилляций. Они явились бы косвенным доказательством наличия у нейтрино массы покоя.

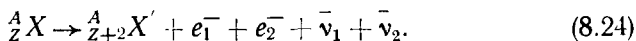
В эксперименте, проведенном Дэвисом с сотрудниками, регистрировались антинейтрино, идущие от Солнца, с помощью реакции



Эти авторы получили в 3 раза меньшее значение потока солнечных антинейтрино по сравнению с предсказанием теории строения Солнца. Возможно, что в этом случае расстояние l намного больше характерной длины нейтринных осцилляций n , перед тем как войти в атмосферу Земли, нейтринный пучок испытывает огромное число осцилляций. В случае существования трех сортов нейтрино на электронную составляющую ν_e должна приходиться треть потока. Именно это и нужно для объяснения результатов опыта Дэвиса. Однако эти рассуждения еще далеки от того, чтобы их можно было считать доказательствами справедливости изложенной выше теории.

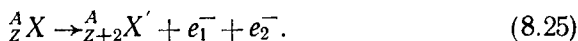
8.6. Процесс двойного β -распада

Процессы двойного β -распада представляют большой интерес, несмотря на их исключительно малую вероятность. Теория предсказывает время жизни ядер, распадающихся по такому каналу, намного больше миллиарда лет. Если выполняется закон сохранения лептонного числа, то процесс двойного β -распада должен проходить согласно реакции



Соответствующее время жизни начального ядра обозначается через $\tau_{2\nu}$.

Однако возможен и канал распада с несохранением лептонного числа



В этом случае время жизни обозначается через $\tau_{0\nu}$. Предположе-

ние о существовании такого канала распада ведет к важным теоретическим предсказаниям.

В самом деле, если возможна реакция (8.25), то возрастает уверенность, что нейтрино имеет массу покоя майорановского типа. Наилучшим способом детектирования такого процесса является, очевидно, измерение энергий электронов e_1^- и e_2^- . Согласно формуле (8.24), энергетический спектр образующихся электронов должен быть непрерывным с ярко выраженным максимумом при значении энергии, равном половине полной энергии распада. В случае же реакции (8.25) сумма кинетических энергий электронов e_1^- и e_2^- должна равняться постоянной величине. Однако двойной β -распад, если даже и существует, является слишком редким процессом, чтобы можно было провести такие измерения. При современной технике измерений прямые методы позволяют установить лишь нижний предел для среднего времени жизни (табл. 8.3).

Таблица 8.3. Характеристики ядер, которые хотя бы в принципе могут распадаться по каналам двойного β распада. Геохимический метод дает оценку полного времени жизни

Радионуклид	Время жизни, лет		
	Прямой метод		Геохимический метод
	$\tau_{2\nu}$	$\tau_{0\nu}$	
$^{48}_{20}\text{Ca} \rightarrow ^{48}_{22}\text{Ti}$	$>10^{19,56}$	$>10^{21,3}$	10^{19} $10^{20,42 \pm 0,14}$ $10^{24,54 \pm 0,12}$ $10^{21,38 \pm 0,10}$
$^{76}_{32}\text{Ge} \rightarrow ^{76}_{34}\text{Se}$	$>10^{21,7}$	$>1,7 \cdot 10^{23}$	
$^{82}_{32}\text{Ge} \rightarrow ^{82}_{34}\text{Se}$			
$^{82}_{34}\text{Se} \rightarrow ^{82}_{36}\text{Kr}$	$>10^{21,5}$		
$^{128}_{52}\text{Te} \rightarrow ^{128}_{54}\text{Xe}$		$>10^{24,6}$	
$^{130}_{52}\text{Te} \rightarrow ^{130}_{54}\text{Xe}$			

Геохимические методы дают возможность *косвенным* путем установить глобальное время жизни, учитывающее наличие двух возможных каналов распада, т. е. глобальную постоянную активности:

$$\lambda_{\Sigma} = \lambda_{0\nu} + \lambda_{2\nu}. \quad (8.26)$$

Для этого подбирают изотопы, дающие инертные газы, и измеряют их концентрации в минералах методом масс-спектрометрии. В настоящее время достигнута исключительно высокая чувствительность определения концентрации инертных газов (например,

10^{-14} см³ при нормальных условиях ксенона на один грамм скальной породы).

Теоретические оценки показывают, что если результаты советских исследователей по установлению ненулевой массы покоя нейтрино правильны ($14 < m_{\bar{\nu}_e} < 45$ эВ/ c^2), то из этого следует, что нижняя граница периода полураспада ядра германия ^{76}Ge по *безнейтринному* каналу составляет $8 \cdot 10^{21}$ лет. С помощью кристалла германия, использованного одновременно в качестве излучателя и поглотителя, были проведены самые точные на сегодняшний день измерения. В них использовался кристалл объемом 208 см³. Измерения проводились в шахте в течение 2363 ч. В результате был получен нижний предел на период полураспада ядер германия по безнейтринному каналу, равный $3,2 \cdot 10^{22}$ лет.

8.7. Распад мюона

Пусть пучок мюонов поглощается веществом экрана. Если измерить дифференциальный энергетический спектр $n(T)dT$ электронов, образующихся в результате распада покоящихся мюонов, то получится непрерывный спектр, изображенный на рис. 8.12. Его максимум располагается очень близко к концу спектра, ограниченному максимальным значением энергии электронов, равным 54 МэВ, соответствующим половине массы покоя мюона. При этом не наблюдается γ -излучения. Полученный спектр соответствует распаду мюонов по лептонным каналам согласно реакциям



В этих реакциях сохраняются как лептонный заряд, так и лептон-

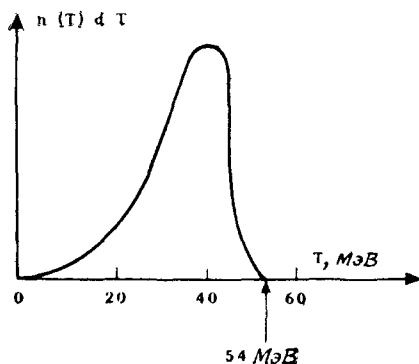


Рис. 8.12 Энергетический спектр электронов, образующихся при распаде покоящегося μ^- -мезона

ный заряд поколений. В результате исключается образование двух идентичных нейтрино.

Мюонное нейтрино было обнаружено в реакции

$$\bar{\nu}_{\mu} + p \rightarrow n + \mu^{+}.$$

Прямой метод измерения массы покоя мюонного нейтрино ν_{μ} может быть основан на измерении импульса мюона, образующегося в результате распада покоящегося пиона:

$$\pi \rightarrow \mu + \nu_{\mu}.$$

Его значение близко к 29,79 МэВ/с. Масса нейтрино может быть найдена по формуле

$$m_{\nu}^2 = m_{\pi}^2 + m_{\mu}^2 - 2m_{\pi}(p_{\mu}^2 + m_{\mu}^2)^{1/2}. \quad (8.28)$$

Точностью измерения величин p_{μ} , m_{μ} и m_{π} определяется возможный верхний предел точности измерения массы покоя $m_{\nu_{\mu}}$ мюонного нейтрино (имеющиеся экспериментальные данные см. выше).

8.8. Эффекты слабого взаимодействия в атомной физике

В атоме слабое взаимодействие между электронами и ядром обусловлено слабыми нейтральными токами. Это взаимодействие нарушает пространственную четность, а следовательно, оно должно приводить к появлению лево-правой асимметрии, которую можно попытаться измерить экспериментально. Трудности в осуществлении такого эксперимента огромны, поскольку радиус действия слабого взаимодействия (10^{-18} м) очень мал по сравнению с диаметром атома ($\sim 10^{-10}$ м). Теоретические оценки показывают, что в атоме водорода относительная величина лево-правой асимметрии должна быть около 10^{-14} .

Идея метода очень проста. В парах, например, металла посредством света с правой или левой круговой поляризацией возбуждаются резонансные переходы. Если четность нарушается, то поглощение будет различным в этих двух случаях, что приведет к возникновению спонтанного кругового дихроизма пучков. В действительности рассматриваемое явление недоступно прямой регистрации столь прямым способом, и эксперимент проводится по довольно сложной методике: модулируют поляризацию света и регистрируют соответствующий модулированный сигнал.

Подбирают сильно подавленный электромагнитный переход, чтобы электромагнитное взаимодействие как можно меньше маскировало еле уловимый эффект слабого взаимодействия. Используются пары висмута, таллия (переходы $6p^2P_{1/2} \rightarrow 7p^2P_{1/2}$), свинца

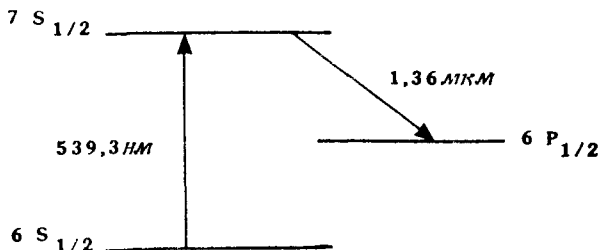


Рис. 8.13. Схема энергетических уровней (и переходов между ними) атома цезия, использованных в опытах по обнаружению эффектов слабого взаимодействия в атомной физике.

($^3P_0 \rightarrow ^3P_1$) и цезия ($6s^2S_{1/2} \rightarrow 7s^2S_{1/2}$). На рис. 8.13 изображен используемый переход в атоме цезия.

Приведем некоторые подробности эксперимента с атомарным цезием, проведенного в Высшем педагогическом институте в Париже группой Бушья с сотрудн. На рис. 8.14 представлена схема опыта. В парах цезия создается электрическое статическое поле, направленное вдоль оси Ox . Поляризованный по кругу монохроматический лазерный луч света направляется вдоль оси Oy . Электрический вектор электромагнитной волны вращается по окружности в плоскости, перпендикулярной направлению волны. Можно вращать вектор вправо или влево, получая таким образом поляризованный пучок света с правой или левой круговой поляризацией. Спин возбужденного до уровня $7S$ атома ориентируется вдоль вектора $\mathbf{P}$, равного векторной сумме трех векторов $\mathbf{P}_1$, $\mathbf{P}_2$, $\mathbf{P}_{\text{пар}}$ (см. рис. 8.14). Два первых вектора $\mathbf{P}_1$ и $\mathbf{P}_2$ сохраняют четность. Вектор $\mathbf{P}_{\text{пар}}$ обязан своим происхождением интерференции между амплитудами

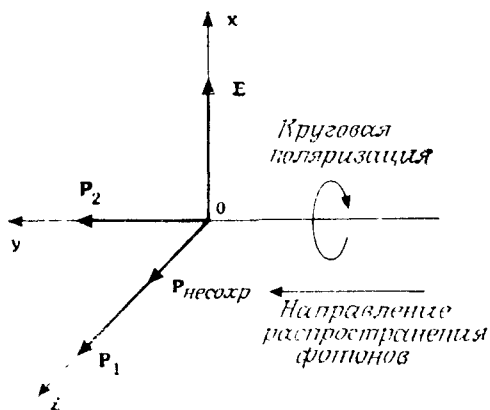


Рис. 8.14. Схема эксперимента, проведенного группой Бушья в Высшем педагогическом институте (Париж). ($\mathbf{P}_{\text{несохр}} = \mathbf{P}_{\text{пар}}$.)

электромагнитного перехода и слабого взаимодействия. Он не сохраняет четность. Измеряется ориентация спина электрона, находящегося в атоме на $7S$ -оболочке, по инфракрасному излучению при переходе $7S \rightarrow 6P$ (см. рис. 8.13).

Экспериментальная установка позволяет изменять независимо круговую поляризацию света (правую или левую), направление внешнего электрического поля E и направление распространения пучка света от лазера и измерять составляющую вектора $R_{\text{пар}}$. Трудности такого рода экспериментов можно оценить по соответствующей силе осциллятора. Если атомная спектральная линия большой интенсивности характеризуется силой осциллятора, по порядку величины равной единице, то в данном опыте требуется регистрировать спектральные линии, для которых сила осциллятора равна $2 \cdot 10^{-17}$. Сигнал четности интегрировался в течение 300 ч, 100 ч затрачивалось на обеспечение необходимого контроля и еще 100 ч — на стабилизацию параметров установки после изменения направления круговой поляризации света. Таким образом, для одного измерения нужно было 500 ч. Исследовательской группе Высшего педагогического института потребовалось восемь с половиной лет, чтобы получить статистически значимый результат.

Сильное взаимодействие

В гл. 1 и 2 был сделан краткий обзор основных свойств сильного взаимодействия. Его первым проявлением было существование сил ядерного притяжения, обусловленных мезонным обменом между нуклонами. Внутри нуклонов кварки обмениваются глюонами. Квантовое рассмотрение последних приводит к введению нового квантового числа — цветового заряда. После уточнения некоторых аспектов сильного взаимодействия мы рассмотрим его проявления на уровне свойств ядер и их взаимодействий.

9.1. Свойства глюона

В противоположность фотону, который электрически нейтрален, глюон несет на себе цветовой заряд. В этом существенное различие между квантовой электродинамикой и квантовой хромодинамикой. Цветовой заряд глюона реализуется на основе различных комбинаций трех цветов и трех антицветов.

На рис. 9.1 представлены все возможные комбинации. Их всего девять, и эти комбинации могут быть охарактеризованы матрицей, состоящей из трех строк и трех столбцов. Преобразование кварка в кварк того же цвета осуществляется диагональными элементами матрицы. В таком случае заряд глюона дается суммами комбинаций, согласно формулам

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (K\bar{K} - 3\bar{3}), \quad (9.1)$$

$$\frac{1}{\sqrt{3}} (K\bar{K} + C\bar{C} + 3\bar{3}), \quad (9.2)$$

$$\frac{1}{\sqrt{6}} (K\bar{K} + 3\bar{3} + 2C\bar{C}). \quad (9.3)$$

Комбинации (9.1) и (9.3) дают цветовой заряд, отличный от нуля. В противоположность этому комбинация (9.2) бесцветна и не может переносить взаимодействие между кварками. Ее следует исключить из теории, поскольку, если даже эта комбинация и существует,

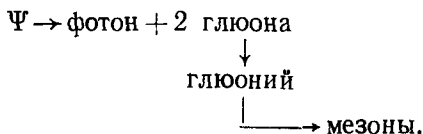
она не должна приводить к наблюдаемым эффектам. Таким образом, имеются две сложные комбинации, обладающие цветовым зарядом, которые следует добавить к шести простым комбинациям также с цветовым зарядом. Следовательно, семейство глюонов образует октет частиц.

Из-за отсутствия у фотонов электрического заряда они не могут образовывать связанные состояния. Глюоны же обладают цветовыми зарядами, и ничто не мешает им образовывать связанные состояния из двух глюонов, которые называются глюонием (или глюболом). В десяти процентах случаев чармоний Ψ (§ 5.5) распа-

	Красный K	Зеленый Z	Синий C	
Антикрасный $\bar{K}$	$K\bar{K}$	$Z\bar{K}$	$C\bar{K}$	$\frac{1}{\sqrt{3}}(K\bar{K} + Z\bar{Z} + C\bar{C})$ Отбрасываемая комбинация
Антизеленый $\bar{Z}$	$K\bar{Z}$	$Z\bar{Z}$	$C\bar{Z}$	
Антисиний $\bar{C}$	$K\bar{C}$	$Z\bar{C}$	$C\bar{C}$	
				$\frac{1}{\sqrt{2}}(K\bar{K} + Z\bar{Z})$
				$\frac{1}{\sqrt{6}}(K\bar{K} + Z\bar{Z} + 2C\bar{C})$

Рис. 9.1. Различные возможные состояния глюонов. Реализуются в действительности только 6 простых комбинаций (цвет — антицвет) и 2 сложные комбинации. Третья сложная комбинация $K\bar{K} + Z\bar{Z} + C\bar{C}$ является бесцветной и по этой причине отбрасывается. Таким образом, глюоны образуют октет частиц

дается с образованием фотона, и последовательность элементарных распадов может быть, например, такой:



Таким образом, глюоний может образовываться в виде виртуального состояния на промежуточных этапах сложных распадов. Пока что нет экспериментальных данных, свидетельствующих о том, что глюон существует в действительности.

9.2. Потенциал сильного взаимодействия, конфайнмент кварков

Согласно формуле (5.17), потенциал взаимодействия кварка и антикварка в мезоне является суммой члена $\sim 1/r$, аналогичного потенциалу электромагнитного взаимодействия, и члена, растущего линейно с расстоянием. Хотя этот потенциал хорошо описывает свойства кваркония (§ 5.5), его математическая структура весьма удивительна.

Чтобы лучше понять то, что мы имеем в виду, вернемся к электростатическому потенциалу вида $1/r$. Для объяснения такого его вида в квантовой электродинамике принимается, что всякий электрический заряд, например заряд электрона, окружен облаком виртуальных фотонов и виртуальных пар (e^+ , e^-). Эти виртуальные частицы создают эффект экранирования заряда, так что на больших расстояниях «одетый» заряд воспринимается как более слабый, чем на меньших. Этим и объясняется математическая форма кулоновского потенциала взаимодействия. В квантовой электродинамике предполагается, что «голый» заряд электрона исключительно велик, а измеряемый заряд есть разность голого заряда и заряда частиц, экранирующих его. Если бы была возможность последовательно измерять заряд электрона на все более малых расстояниях, то мы обнаружили бы, что его величина непрерывно увеличивается по мере нашего погружения в облако виртуальных частиц, образующих экран. Следовательно, постоянная тонкой структуры α на самом деле не является константой. Она растет с уменьшением расстояния, а $1/137$ — это лишь ее асимптотическое значение, получаемое на расстояниях порядка диаметра атома.

Для объяснения формы межкваркового потенциала вида (5.17) в квантовой хромодинамике рассуждают аналогичным образом. Предполагается, что всякий цветовой заряд окружен облаком виртуальных глюонов и виртуальных кварк-антикварковых пар.

Таким образом, можно считать, что адроны образованы из составных элементов трех видов, которыми являются:

1. «Валентные» кварки, несущие характерные квантовые числа, приведенные в гл. 5. Так, например, протон есть связанное состояние трех кварков (u_v , u_v , d_v).

2. «Море» виртуальных глюонов.

3. «Море» виртуальных кварк-антикварковых пар (q , $\bar{q}$) с временем жизни, меньшим $\hbar/mc^2$.

Число виртуальных глюонов и кварк-антикварковых пар очень быстро меняется с течением времени.

Вернемся снова к одиночному кварку. Окружающие его виртуальные кварки поляризованы, и по этой причине антикварки располагаются ближе к цветовой заряду кварка, что приводит к эф-

фекту экранирования заряда. Ближайшие к кварку глюоны имеют одинаковый с кварком цветовой заряд. Они более многочисленны, чем виртуальные кварк-антикварковые пары ($q, \bar{q}$), и их влияние является определяющим. Таким образом, происходит как бы расслоение в пространстве цветовых зарядов кварков. Голый заряд, содержащийся в любой сфере, окружающей частицу, уменьшается с уменьшением радиуса сферы, т. е. интенсивность сильного взаимодействия *уменьшается* с уменьшением расстояния. С увеличением расстояния интенсивность сильного взаимодействия увеличивается. Его сила достигает постоянной величины, равной примерно $1,6 \times 10^5$ Н, на расстояниях 10^{-16} — 10^{-15} м в полном согласии с формулой (5.17).

Увеличением силы с расстоянием объясняется явление конфайнмента (ограничения) кварков: кварк невозможно извлечь из нуклона. Если попытаться это сделать, то придется приложить столь большую энергию, что она приведет к образованию кварк-антикварковой пары ($q, \bar{q}$), наблюдаемой в виде реального мезона. Если приложенная энергия будет очень велика, то это может привести к образованию нескольких кварк-антикварковых пар, наблюдаемых в виде струи адронов, которая испускается в направлении импульса кварка, поглотившего приложенную энергию.

Поясним сказанное на примере процесса глубоконеупругого рассеяния электрона на протоне (рис. 9.2). Один из валентных кварков за счет виртуального фотона поглощает энергию падающего электрона (стадия a); образуется кварк-антикварковая пара ($q, \bar{q}$),

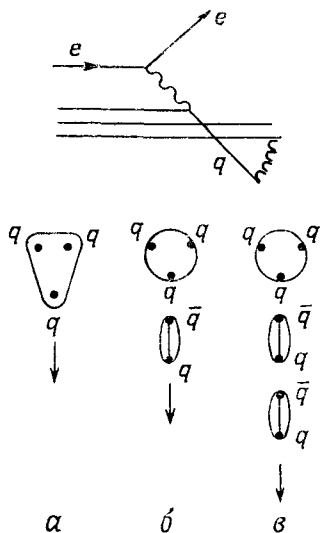


Рис 9.2 Образование струн адронов в процессе глубоконеупругого рассеяния электронов на протоне.

испускаемая в виде мезона (стадия б) и при достаточно большой энергии в виде «струи» мезонов (стадия в). На больших ускорителях стало обычным событием наблюдение таких струй частиц.

9.3. Альфа-распад, первое свидетельство существования сильного взаимодействия

Альфа-распад можно рассматривать как первое физическое проявление сильного взаимодействия. Теория этого типа радиоактивности была первой попыткой количественного описания на основе уравнения Шредингера с потенциалом в виде прямоугольной потенциальной ямы, примененного для объяснения эффекта туннелирования частицы через ее потенциальный барьер.

9.3.1. Систематика α -распада

Таблица ядер, испускающих α -частицы, иллюстрирует одну интересную особенность: ядра с наименьшим периодом полураспада испускают α -частицы с наибольшей энергией. Так, например, ядро $^{212}_{84}\text{Po}$ (с периодом полураспада $t_{1/2} = 3 \cdot 10^{-7}$ с) испускает α -частицы с энергией 8,95 МэВ, тогда как ядро $^{232}_{90}\text{Th}$ с периодом полураспада $t_{1/2} = 10^{10}$ лет испускает α -частицы с энергией 4,28 МэВ. Причем для самых долгоживущих и самых короткоживущих ядер, периоды полураспада которых различаются в 10^{24} раз, кинетическая энергия α -частиц различается всего лишь приблизительно в 2 раза. Эта закономерность выражается эмпирической формулой, впервые установленной Гейгером и Нэттолом в 1911 г. Она связывает период полураспада ядра $t_{1/2}$ со средней длиной свободного пробега¹⁾ R α -частиц в газе при определенных давлении и температуре:

$$\ln t_{1/2} = A - B \ln R. \quad (9.4)$$

Средняя длина свободного пробега α -частицы связана с ее кинетической энергией соотношением $R = kT^{3/2}$, которое позволяет связать период полураспада ядра с энергией испускаемой α -частицы.

Закон Гейгера и Нэттола был установлен для α -радиоактивных элементов всех трех радиоактивных семейств, существующих в естественных природных условиях. Параметр A для каждого из семейств оказался разным. Этот эмпирический закон хорошо выполняется для ядер, имеющих четное число протонов и нейтронов.

¹⁾ Длиной свободного пробега называется расстояние, измеряемое по прямой линии, от источника до точки полной остановки частицы. В случае атомных частиц, таких, как α -частицы, длина свободного пробега приблизительно равняется длине траектории, поскольку последняя практически является прямой линией.

Периоды полураспада четно-нечетных ядер обычно намного больше, чем близко расположенных четно-четных ядер, имеющих такую же энергию распада. Отношение измеренного значения периода полураспада к его ожидаемому значению называется фактором задержки.

Для изотопов одного и того же элемента можно также экспериментально построить зависимость $\ln \lambda$ от начальной скорости α -частицы v_α относительно образовавшегося ядра, которое предполагается покоящимся:

$$v_\alpha = v_0 \left(1 + \frac{m_\alpha}{m_2} \right)^{1/2}.$$

Здесь m_α — масса покоя α -частицы, а m_2 — масса образующегося ядра. Установленная зависимость имеет вид

$$\ln \lambda = B - \frac{C}{v_\alpha}. \quad (9.5)$$

9.3.2. Невозможность классического описания явления α -распада

Простейшая теория α -распада основана на модели двух тел, т. е. на предположении, что α -частица до распада существует внутри радиоактивного ядра, где она совершает колебательные движения. Такая модель не совсем соответствует действительности, и считается, что сформировавшиеся α -частицы находятся в поверхностном слое ядра, но она приводит к хорошему согласию теоретических предсказаний с экспериментальными данными, по крайней мере в случае четно-четных ядер.

Можно использовать простейший вид потенциала в виде прямоугольной потенциальной ямы конечной глубины V_0 . Обозначим через Z атомный номер образующегося ядра, а через R его радиус. Пусть E_α будет энергия α -частицы, находящейся в потенциальной яме, т. е. энергия, с которой она испускается из ядра Z , R .

Применим аппарат классической механики для описания явления α -распада на примере ядра урана ${}^{238}_{92}\text{U}$, радиус которого близок к 10^{-12} см. Если допустить, что радиус ядра одного порядка величины с амплитудой колебаний α -частицы, то оказывается, что она движется в ядре со скоростью около 10^9 см/с, соответствующей кинетической энергии $E_\alpha + V_0$ (рис. 9.3). Частица осциллирует внутри ядра. Она движется внутри потенциальной ямы и 10^{21} раз в секунду ударяется о внутреннюю стенку потенциального барьера. Так как период полураспада ядра урана ${}^{238}_{92}\text{U}$ равен $\sim 4,5 \cdot 10^9$ лет, то, следовательно, α -частица испытает 10^{38} ударов о потенциальный

барьер, прежде чем ей удастся пройти через него. Уран $^{238}_{92}\text{U}$ испускает α -частицы с энергией $T = 4,21$ МэВ. Высота же потенциального барьера, который необходимо преодолеть α -частице, определяется формулой (при $l = 0$ и в системе единиц СГСЭ — для упрощения вида формулы)

$$E_R = \frac{2Ze^2}{R}.$$

Здесь E_R — значение кулоновского потенциала (на расстоянии R от центра ядра), которое можно взять в первом приближении.

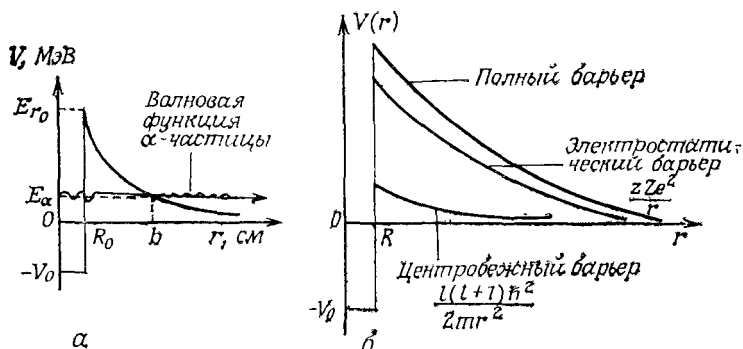


Рис. 9.3. Форма потенциала, определяющего явление α -распада в рамках двухчастичной модели. *a* — в случае центрального вылета α -частицы (с орбитальным моментом $l = 0$) потенциальный барьер имеет чисто электростатическую природу; *б* — в случае нецентрального вылета α -частицы ($l \neq 0$) высота потенциального барьера увеличивается вследствие добавления центробежного члена.

В случае ядра урана ^{238}U получаем $E_R = 25$ МэВ и $E_R - E_\alpha = 20$ МэВ. На высоте α -частицы (в потенциальной яме), равной $V_0 + E_\alpha$, ширина потенциального барьера равна $d = 2 \cdot 10^{-12}$ см. Таким образом, классические рассуждения заводят в тупик, так как, согласно сделанным оценкам, α -частица должна быть навсегда заключена внутри потенциальной ямы.

9.3.3. Туннельный эффект как основа механизма α -распада

Альфа-распад — простейший пример практического применения теории туннельного эффекта, рассматриваемого в квантовой механике. Теория этого явления была предложена в 1928 г. Гамовым и независимо от него Кондоном и Герни.

Как и в случае дейтрона, рассматриваемая нами система обладает сферической симметрией и поэтому можно ограничиться изу-

чением поведения радиальной волновой функции $u(r)$, подчиняющейся уравнению

$$\frac{d^2 u}{dr^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E - V(r) - \frac{l(l+1)\hbar^2}{2mr^2} \right) u = 0. \quad (9.6)$$

Здесь E — полная энергия рассматриваемой физической системы, l — квантовое число орбитального момента, а m — приведенная масса, которая определяется формулой $m = m_\alpha m_2 / (m_\alpha + m_2)$.

В самом общем случае (см. рис. 9.3) полный потенциал имеет вид

$$V(r) + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2mr^2}.$$

Во втором слагаемом знаменатель дроби напоминает известное выражение для момента инерции, а числитель — квадрат углового момента, являющийся аналогом энергии вращения, к которой он приводит при предельном переходе от квантового описания к классическому согласно формуле $l(l+1)\hbar^2 \rightarrow mr^2\omega$. По этой причине второе слагаемое называют центробежным потенциалом.

1. Частный случай, когда $l = 0$ (т. е. центральный удар, описываемый s -волной). Во всех последующих вычислениях для упрощения вида формул мы будем пользоваться системой единиц СГСЭ. Будем считать, что потенциальный барьер чисто электростатический (см. рис. 9.3, а). При каждом ударе о стенку потенциального барьера имеется определенная вероятность, что α -частица пройдет через него в результате туннельного эффекта. Однако при энергии $E_\alpha < 4$ МэВ толщина барьера столь велика, что вероятность его прохождения очень мала. Этим объясняется тот факт, что при распаде радионуклидов не наблюдаются частицы с энергией, меньшей 4 МэВ.

Отношение плотности потока вероятности начальной волны, описывающей движение частицы до удара о стенку потенциального барьера, к плотности потока вероятности прошедшей волны называется коэффициентом прозрачности барьера C .

Пусть в начальный момент времени на потенциальный барьер падает волна с интенсивностью I_0 . Частично волна отразится, и ее интенсивность будет равна $(1 - C) I_0$. После n попыток пройти через потенциальный барьер интенсивность падающей волны станет равной

$$I_n = (1 - C)^n I_0 = I_0 e^{n \ln(1-C)}.$$

Если коэффициент прозрачности потенциального барьера мал, т. е. среднее время жизни радиоактивного ядра велико, то можно написать

$$\begin{aligned} \ln(1 - C) &\approx -C, \\ I_n &\approx I_0 e^{-nC}. \end{aligned} \quad (9.7)$$

Промежуток времени между двумя последовательными попытками частицы проникнуть через потенциальный барьер равен среднему времени прохождения частицей всей ширины потенциальной ямы. Таким образом, обозначив через v_α скорость α -частицы, получим

$$t_0 = \frac{2R}{v_\alpha}, \quad n = \frac{t}{t_0} = \frac{v_\alpha t}{2R}, \quad I_n = I_0 e^{-(v_\alpha/2R) C t}. \quad (9.8)$$

Частота ударов частицы о барьер очень велика (в рассмотренном ранее случае ядра урана ^{238}U она составляет около 10^{21} Гц); поэтому можно аппроксимировать это явление непрерывным процессом, что позволяет написать

$$\frac{dn}{dt} = \frac{1}{t_0} = \frac{v_\alpha}{2R}.$$

Но, с другой стороны,

$$I_n = I(t) = I_0 e^{-\lambda t},$$

где λ — постоянная активности для α -распада. Отсюда находим

$$\lambda = \frac{v_\alpha}{2R} C = \frac{dn}{dt} C. \quad (9.9)$$

или, введя обозначение

$$\lambda_0 = \frac{dn}{dt} = \frac{v_\alpha}{2R},$$

получим

$$\begin{aligned} \lambda &= \lambda_0 / C, \\ I(t) &= I_0 e^{-\lambda_0 C t}. \end{aligned} \quad (9.10)$$

В этих формулах коэффициент прозрачности C дается формулой Гамова:

$$C = \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \int_R^b [2m(V(r) - E_\alpha)]^{1/2} dr \right\}. \quad (9.11)$$

Здесь $V(r)$ — кулоновский потенциал, равный $2Ze^2/r$ (в системе СГСЭ).

Для ядра урана ^{238}U величина $(2/\hbar) [2m(E_R - E_\alpha)]^{1/2} d$ по порядку величины равна 84 и коэффициент прозрачности равен $C = e^{-84} = 10^{-36}$.

Выражение (9.10) для постоянной распада λ может быть записано в виде

$$\lambda = \lambda_0 e^{-G},$$

где G — показатель Гамова, равный

$$G = \left(\frac{8m}{\hbar^2} \right)^{1/2} \int_R^b \left(\frac{2Ze^2}{r} - E_\alpha \right)^{1/2} dr, \quad (9.12)$$

$$G = \left(\frac{16Ze^2m}{\hbar^2} \right)^{1/2} \int_R^b \left(\frac{1}{r} - \frac{E_\alpha}{2Ze^2} \right)^{1/2} dr. \quad (9.13)$$

С учетом значения верхнего предела $b = 2Ze^2/E_\alpha$ можно провести интегрирование. В результате получим

$$G = \left(\frac{16Ze^2mb}{\hbar^2} \right)^{1/2} \left[\arccos \left(\frac{R}{b} \right)^{1/2} - \left(\frac{R}{b} - \frac{R^2}{b^2} \right)^{1/2} \right]. \quad (9.14)$$

В частном случае $b \gg R$, т. е. при $E_\alpha \ll E_R$, величина в квадратных скобках существенно упрощается:

$$\left[\arccos \left(\frac{R}{b} \right)^{1/2} - \left(\frac{R}{b} - \frac{R^2}{b^2} \right)^{1/2} \right] \rightarrow \frac{\pi}{2} - \left(\frac{R}{b} \right)^{1/2}. \quad (9.15)$$

Пренебрегая здесь вторым слагаемым, окончательно получаем

$$\lambda = \lambda_0 \exp \left(- \frac{4\pi Ze^2}{\hbar v_\alpha} \right) \quad (9.16)$$

или

$$\ln \lambda = \ln \frac{v_\alpha}{2R} - \frac{4\pi Ze^2}{\hbar v_\alpha}. \quad (9.17)$$

Мы пришли к формуле, выражающей эмпирический закон Гейгера и Нэттола. Таким образом, свойства процессов α -распада дают косвенный метод измерения размеров ядра, поскольку

$$B = \ln \left[\frac{v_\alpha}{2R} \right]. \quad (9.18)$$

Находимые этим методом значения радиусов ядер согласуются с их значениями, вычисляемыми по эмпирической формуле

$$R = rA^{1/3}, \quad \text{где } r = (1,57 \pm 0,015) \text{ фм.}$$

2. Случай, когда $l \neq 0$. Все изложенное выше относилось в основном к четно-четным ядрам. В случае же α -распада других ядер α -частица обладает некоторым угловым моментом относительно центра масс системы и потенциальный барьер становится более высоким (см. рис. 9.3, б), а периоды полураспада — большими. Увеличение периодов полураспада определяется параметром σ , определяемым по формуле:

$$\sigma = \frac{\text{Высота центробежного барьера}}{\text{Высота электростатического барьера}} = \frac{l(l+1)\hbar^2}{4mZe^2R}. \quad (9.19)$$

9.4. Образование резонансных состояний в результате сильного взаимодействия

На рис. 9.4 представлена зависимость сечения реакции $^{27}\text{Al}(p, \gamma)$ от энергии падающих протонов, которая изменялась в пределах от 0,5 до 1,5 МэВ. На рис. 9.5 представлена зависимость вероятности

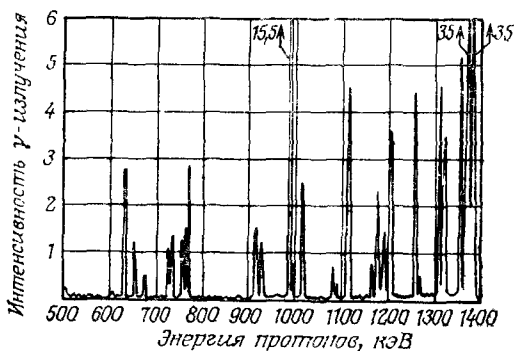


Рис. 9.4. Зависимость вероятности образования γ -квантов от энергии начальных протонов в реакции $^{27}\text{Al}(p, \gamma)$ в энергетическом интервале 0,5—1,4 МэВ

процесса радиационного захвата нейтронов ядрами серебра от энергии падающих нейтронов в интервале от 0,01 до 100 эВ. И наконец, на рис. 9.6 представлена зависимость сечений рассеяния пио-

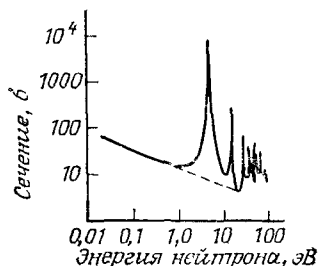


Рис. 9.5. Зависимость эффективного сечения радиационного захвата нейтронов ядрами серебра от энергии начальных нейтронов в интервале 0,01—100 эВ.

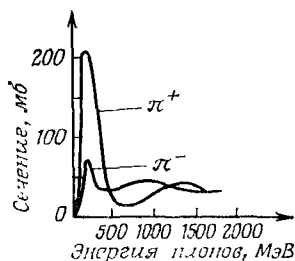


Рис. 9.6. Зависимость эффективных сечений процессов рассеяния π^+ - и π^- -мезонов на протонах от кинетической энергии падающих π -мезонов в интервале 0—2 ГэВ.

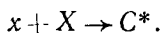
нов на ядрах водорода при энергии падающих π -мезонов почти до 2 ГэВ.

Во всех рассмотренных случаях ярко проявляется один и тот же эффект: резкое увеличение сечения взаимодействия при определен-

ных энергиях падающих частиц. Это явление свидетельствует об образовании резонансов, которыми могут быть возбужденные состояния ядра мишени в случаях, изображенных на рис. 9.4 и 9.5, и частицы мишени в случае реакции, представленной на рис. 9.6.

9.4.1. Область малых энергий, ядерные резонансы

При малых значениях энергий налетающих частиц их пробег в ядерной жидкости очень мал по сравнению с радиусом мишени. Они быстро поглощаются мишенью и образуют компаунд-ядра C , согласно реакции



На дальнейшей стадии эти промежуточные ядра распадаются и образуют наблюдаемые конечные состояния:



После распада промежуточного компаунд-ядра по характеристикам образовавшихся частиц нет никакой возможности установить способ, которым данное компаунд-ядро было перед этим получено. Две совершенно различные реакции, в результате которых образуются одинаковые компаунд-ядра в одинаковых возбужденных состояниях, в конечном счете приводят к одним и тем же конечным состояниям.

Для рассмотренных выше и других подобных случаев эффективное сечение взаимодействия может быть записано в виде

$$\sigma(x, y) = \sigma_{xc}(T') P_y(E). \quad (9.21)$$

Здесь T — кинетическая энергия падающей частицы в системе ЦМ, E — энергия возбуждения соответствующего компаунд-ядра, $\sigma_{xc} \rightarrow$ сечение образования компаунд-ядра, а $P_y(E)$ — вероятность распада компаунд-ядра, возбужденного до уровня с энергией E .

Вычислим сечение взаимодействия в области максимума, соответствующего какому-либо резонансу. Пусть E_0 — энергия возбуждения компаунд-ядра, соответствующая этому резонансу, а T_r — кинетическая энергия падающей частицы в системе ЦМ.

Для воспроизведения формы резонанса мы можем воспользоваться формулой (2.2) для резонанса Брейта — Вигнера, полученной нами в гл. 2. Эта формула описывает распределение энергии E вокруг резонансного значения энергии E_r :

$$f(E) dE = \frac{\text{const}}{(E - E_r)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} dE. \quad (9.22)$$

Здесь Γ — полная ширина уровня, равная сумме парциальных ширин Γ_i , соответствующих образованию частиц сорта i :

$$\Gamma = \sum_i \Gamma_i. \quad (9.23)$$

Предположим, что уровни энергии компаунд-ядра расположены на одинаковом расстоянии друг от друга с интервалом, равным D . Константу в формуле (9.22) можно найти из условия нормировки

$$\frac{1}{D} = \int_{-\infty}^{+\infty} f(E) dE = 1. \quad (9.24)$$

В результате получаем

$$\text{const} = D \left(\frac{\Gamma}{2\pi} \right). \quad (9.25)$$

Пусть λ_r — длина волны налетающей частицы с энергией, соответствующей максимуму резонанса. Тогда

$$\sigma_{r,l} = \pi \lambda_r^2 (2l + 1). \quad (9.26)$$

Согласно формуле (1.23), в окрестности резонанса эффективное сечение имеет вид

$$(\sigma_{xc})_l = \sigma_{r,l} (1 - \eta_l^2) f(E). \quad (9.27)$$

Таким образом, получаем

$$(\sigma_{xc})_l = (2l + 1) \pi \lambda_r^2 (1 - \eta_l^2) \frac{D}{2\pi} \frac{\Gamma}{(E - F_r)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}. \quad (9.28)$$

Если рассмотреть парциальную ширину Γ_x , соответствующую испусканию компаунд-ядром частицы x , то можно показать, что

$$\Gamma_x = (1 - \eta_l^2) \frac{D}{2\pi}. \quad (9.29)$$

Отсюда следует, что вероятность образования компаунд-ядра имеет вид

$$(\sigma_{xc})_l = (2l + 1) \pi \lambda^2 \frac{\Gamma_x \Gamma}{(E - E_x)^2 + \Gamma^2/4}. \quad (9.30)$$

Из определения же ширины уровня следует, что вероятность $P_y(E_r)$ распада компаунд-ядра по каналу, ведущему к образованию частицы y , дается формулой

$$P_y = \frac{\Gamma_y}{\Gamma}. \quad (9.31)$$

Таким образом, имеем

$$\sigma_{xy} = \sigma_{xc} \frac{\Gamma_y}{\Gamma}$$

и окончательно получаем

$$(\sigma_{xy})_l = (2l + 1) \pi \kappa_r^2 \frac{\Gamma_x \Gamma_y}{(E - E_r)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}. \quad (9.32)$$

Это и есть формула Брейта — Вигнера, рассмотренная нами в гл. 2 (§ 2.1.1). Она не учитывает нерезонансные каналы рассеяния, такие, как упругое кулоновское рассеяние. Соответствующие эффективные сечения нужно добавить к ней.

Обозначив в системе ЦМ значения энергии падающей частицы, соответствующие значениям E и E_r , через T' и T'_r , имеем

$$(\sigma_{xy})_l = (2l + 1) \pi \kappa_r^2 \frac{\Gamma_x \Gamma_y}{(T' - T'_r)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}. \quad (9.33)$$

Чтобы переписать эту формулу, пользуясь значениями T и T_r энергии в лаб. системе, нужно воспользоваться классическими преобразованиями Галилея для перехода от одной системы координат к другой. При этом ширины уровней также должны быть преобразованы в лаб. систему по формулам вида

$$(\Gamma_l)_{\text{лаб}} = (\Gamma_l)_{\text{ЦМ}} \frac{m_x + m_X}{m_X}. \quad (9.34)$$

Парциальное эффективное сечение образования резонанса дается выражением

$$\sigma_l = \sum_y \sigma_{xy} \sum \left(\frac{\Gamma_y}{\Gamma} \right) = \sigma_{xc} \left(1 - \frac{\Gamma_x}{\Gamma} \right), \quad (9.35)$$

в котором исключается случай $y = x$. Полные сечения получаются суммированием парциальных сечений $(\sigma_{xc})_l$, соответствующих различным значениям орбитального числа l .

В нашем анализе мы не учитывали наличие спина у частиц. Подробные вычисления показывают, что для его учета необходимо ввести спиновый множитель g , на который следует умножить формулу Брейта — Вигнера. Этот множитель имеет вид

$$g = \frac{2J_C + 1}{(2J_X + 1)(2j_x + 1)(2l_x + 1)}, \quad (9.36)$$

где l_x и j_x — орбитальный и полный моменты падающей частицы, а J_X и J_C — угловые моменты мишени и компаунд-ядра.

Замечание: область континуума. Ширина уровней Γ компаунд-ядра увеличивается с ростом энергии падающих частиц. При некоторых значениях энергии они становятся шире энергетического интервала, разделяющего два близлежащих уровня. Тогда резонансные пики исчезают и эффективное сечение плавно изменяется как функция энергии. В таком случае говорят, что находятся в области континуума. Эта энергетическая область заключена в интервале от нескольких мегаэлектронвольт до ~ 50 МэВ.

В этой области импульс падающей частицы в процессе соударения передается достаточно большому числу нуклонов ядра, которое в таком случае можно рассматривать как единое целое. Через некоторый промежуток времени после удара (достаточно длительный, чтобы можно было воспользоваться моделью компаунд-ядра) один или несколько нуклонов, обладающих достаточной энергией для преодоления потенциального барьера, могут выйти из ядра.

9.4.2. Область высоких энергий, резонансные состояния элементарных частиц

И в этом случае математический формализм основан на формуле Брейта — Вигнера (§ 2.1.1). Резонансной энергией является энергия покоя частицы. Чтобы ознакомиться с экспериментальной методикой, используемой в этой области, мы в качестве примера рассмотрим резонанс Σ^* , открытый в 1961 г.

В этом эксперименте K -мезоны со строго определенной энергией (отобранные с помощью магнитного анализатора) выводились из бэватрона и направлялись в пузырьковую водородную камеру (толщиной 37,5 см). Среди многочисленных событий, имеющих место в результате взаимодействия K -мезонов с протонами, изучалась реакция



Измерения были проведены с пучками K -мезонов, обладающими импульсами 510, 620, 760, 850 и 1150 МэВ/с. Интерпретация результатов проводилась на основе диаграммы Далитца, для получения которой необходимо по осям абсцисс и ординат откладывать соответственно кинетические энергии T'_{π^-} и T'_{π^+} образующихся двух пионов в системе ЦМ. На рис. 9.7 представлена полученная диаграмма для 141 события при энергии K -мезонов, равной 1150 МэВ/с.

1. Если бы реакция проходила в один этап с одновременным образованием трех частиц в конечном состоянии, то можно было бы сделать вполне определенные предсказания относительно кинетических энергий образующихся пионов T'_{π^+} и T'_{π^-} . Так, например, в пренебрежении импульсом отдачи образующегося гиперона (т. е. считая его массу покоя бесконечно большой) из закона сохранения энергии получаем

$$T'_{\pi^+} + T'_{\pi^-} = \text{const.}$$

Следовательно, экспериментальные точки должны лечь на диагональ диаграммы. В действительности масса Λ -гиперона конечна ($M_\Lambda = 1115,4$ МэВ), и экспериментальные точки должны быть распределены внутри замкнутой области, образованной жирной линией на диаграмме Далитца. Поскольку вероятности изучаемых событий пропорциональны квадрату модуля матричного элемента перехода, в отсутствие взаимодействия между частицами в конечном состоянии распределение экспериментальных точек внутри замкнутой области должно быть однородным. Эксперимент показывает, что это не так.

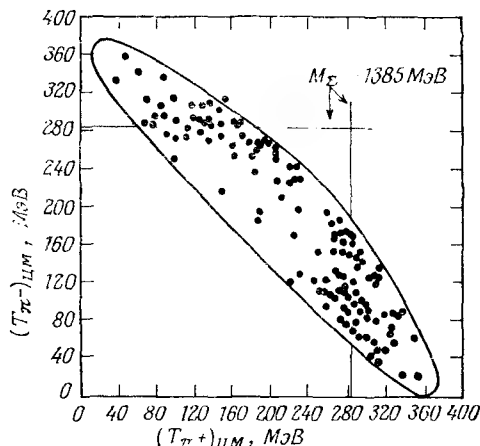
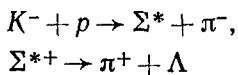
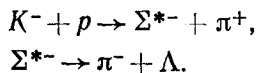


Рис. 9.7. Диаграмма Далитца для процесса рассеяния K^- -мезонов на протонах при энергии каонов 1150 ± 25 МэВ/с (141 событие).

2. Приходится сделать вывод, что в конечном состоянии образуются две частицы и реакция происходит в два этапа с преобразованием промежуточного состояния:



или



Если бы частица Σ^* имела строго определенную массу покоя (следовательно, ширину $\Gamma = 0$), то экспериментальные точки, представляющие значения T'_{π^+} и T'_{π^-} , легли бы на две прямые, параллельные осям координат. В действительности же оказалось не совсем так, поскольку Σ^* есть резонанс, масса которого имеет статистический разброс около некоторого среднего значения с шириной распределения Γ . Кинетическая энергия пиона связана с массой M_{Σ^*} этого резонанса соотношением

$$\frac{dM_{\Sigma^*}}{dT_\pi} = -\frac{E}{M_{\Sigma^*}},$$

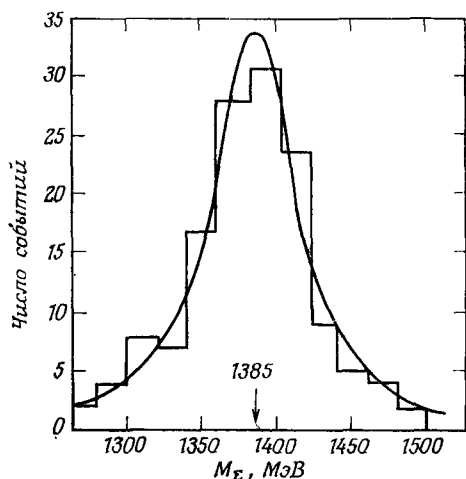


Рис. 9.8. Массовый спектр резонанса Σ^* , полученный на основе кинематического анализа 141 события реакции $K^- + p \rightarrow \Sigma^{*-} + \pi^+ \rightarrow \Lambda + \pi^- + \pi^+$, диаграмма которой изображена на рис. 9.7, при энергии каонов 1150 МэВ/с.

Взаимодействия с образованием промежуточного ядра (компаунд-ядра) — это сравнительно медленные физические процессы. Время жизни промежуточного ядра может быть заключено между 10^{-16} и $5 \cdot 10^{-14}$ с. Как говорит само название, в реакциях прямого взаимодействия не образуются промежуточные ядра, а бомбардирующее ядро обменивается прямо (непосредственно) одним нуклоном с ядром мишени. Время протекания таких процессов намного меньше, около 10^{-21} с. Мы рассмотрим два основных вида реакций прямого взаимодействия.

9.5.1. Реакции срыва

Чаще всего такие реакции имеют место при рассеянии дейтронов ${}^2_1\text{H}$ на ядрах, но они наблюдаются и в случае, когда бомбардирующее ядро содержит тринуклона (${}^3_2\text{He}$) и, гораздо реже, если налетающее ядро состоит из четырех нуклонов (${}^4_2\text{He}$).

Рассмотрим случай рассеяния дейтрона на ядрах. Отличительной особенностью такого типа реакций является то, что при столкновении с ядром мишени дейтрон может расщепиться на два нуклона. В самом деле, энергия связи нейтрона и протона в дейтроне составляет всего лишь около 2,23 МэВ, тогда как энергия связи α -ча-

где E — полная энергия в системе ЦМ.

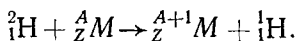
Распределение масс около среднего значения 1385 МэВ, полученное с помощью диаграммы Далитца, представлено на рис. 9.8. Из него следует значение для ширины резонанса $\Gamma = 64$ МэВ. После введения некоторых поправок был получен окончательный результат $\Gamma = 53$ МэВ. Время жизни резонанса находится из соотношения $\Gamma\tau = \hbar$. Получаем $\tau = 1,2 \cdot 10^{-23}$ с.

В приложении 3 приведены характеристики некоторых резонансов.

9.5. Реакции прямого взаимодействия легких бомбардирующих частиц с ядрами

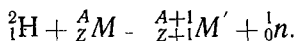
стицы равна примерно 28,3 МэВ, а средняя энергия связи на один нуклон $E_{\text{св}}/A$ для ядер со средними значениями массового числа равна примерно 8 МэВ. В некотором смысле дейтрон эквивалентен двум налетающим частицам. Кроме того, центр масс дейтрона не совпадает с центром распределения электрического заряда протона, в противоположность случаю α -частицы. Эта асимметрия в структуре дейтрона может привести к тому, что один из содержащихся в нем двух нуклонов может достичь первым поверхности ядра мишени. В результате этот первый нуклон может быть оторван от другого и передан ядру мишени. Такие реакции и называются реакциями срыва.

1. Предположим, что первым ударяет ядро мишени нейтрон. Ядро поглощает этот нейтрон и отталкивает протон, который даже не достигает области действия ядерных сил. При малых энергиях протона отталкивание преобладает и в результате прямого взаимодействия, т. е. без стадии образования промежуточного ядра, возможна реакция

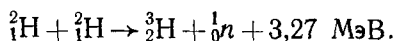
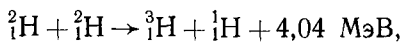


Если же энергия протона достаточно высока, то он проникает в ядро, в результате чего образуется промежуточное ядро, и произойдет классическая реакция, рассмотренная выше.

2. Если же протон ударяет первым ядро, то в результате прямого взаимодействия совершенно аналогично будет протекать процесс

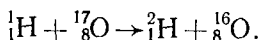


За счет двух указанных механизмов дейтроны могут давать несколько реакций с одной мишенью. Так, в случае взаимодействия $\text{D} - \text{D}$ дейтронов с дейтериевой мишенью параллельно протекают две реакции



9.5.2. Реакции подхвата

Эти реакции обратны предыдущим: в них такая система, как дейтрон или ядро ${}^3\text{He}$, образуется в результате взаимодействия падающего нуклона с одним или группой нуклонов ядра. Пример — протонная реакция



Такого типа «реакции с передачей» часто встречаются в случае тяжелых налетающих частиц.

9.6. Описание процессов рассеяния частиц на ядрах в рамках оптической модели ядра

Механизмы с образованием промежуточного ядра и механизмы прямого взаимодействия являются в некотором смысле противоположными. Между этими двумя предельными механизмами имеется целый класс реакций с промежуточным механизмом взаимодействия. Среди них такие процессы рассеяния протонов на ядрах, как $(p, 2p)$, (p, pn) .

Оптическая модель описывает такого рода процессы и, более того, претендует, при условии усовершенствования, на описание всех остальных типов ядерных реакций.

В рамках этой модели ядро рассматривается как полупрозрачная оптическая среда, одновременно поглощающая и рассеивающая падающую начальную волну. В результате достаточно простых вычислений можно найти значения амплитуд и направлений распространения рассеянных волн и с их помощью угловые распределения рассеянных частиц.

Такое представление о ядре как об оптической среде позволило вычислить дифференциальное сечение рассеяния релятивистских электронов на ядрах (§ 3.2.2) и объяснить его осцилляции при изменении угла рассеяния. В случае рассеяния атомных частиц небольших энергий, которые не проникают в глубь ядра, эффект осцилляций гораздо более заметный.

В оптической модели ядра усредненный ядерный потенциал заменяется комплексным оптическим потенциалом, состоящим из действительной V_0 и мнимой W_0 частей, по аналогии с тем, как это делается в теории поглощения электромагнитных волн в сплошных средах. В первом приближении можно аппроксимировать действительную и мнимую части оптического потенциала прямоугольными потенциальными ямами глубиной V_0 и W_0 . Уравнение Шредингера при таком выборе потенциала имеет вид

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - V_0 - iW_0) \Psi = 0, \quad (9.37)$$

где m — приведенная масса системы.

Его решение таково:

$$\Psi = e^{ikx}, \quad (9.38)$$

где k — комплексное волновое число, определяемое выражением

$$k = \left\{ \frac{2m}{\hbar^2} (E - V_0 - iW_0) \right\}^{1/2}, \quad (9.39)$$

которое можно представить в виде

$$k = K + iL.$$

Если W_0 мало по сравнению с $E - V_0$, то мы получаем

$$K = \left[\frac{2m}{\hbar^2} (E - V_0) \right]^{1/2} = \frac{mv_N}{\hbar}, \quad (9.40)$$

$$L = \frac{1}{2} \frac{W_0 K}{E - V_0} = \frac{W_0}{\hbar v_N},$$

где v_N — скорость частицы в ядре.

Так же как и в оптике, распространение волны можно характеризовать показателем преломления, определяемым как отношение волнового числа внутри ядра к волновому числу вне ядра:

$$n = \frac{[2m(E - V_0 - iW_0)]^{1/2}}{(2mE)^{1/2}} = \left[\frac{E - V_0 - iW_0}{E} \right]^{1/2}. \quad (9.41)$$

Поглощение волны ядром описывается экспоненциальным законом e^{-2Lx} , и можно определить среднюю длину свободного пробега

$$\Lambda = \frac{1}{2L} = \frac{\hbar v_N}{2W_0}. \quad (9.42)$$

При движении внутри потенциальной ямы кинетическая энергия частицы равна $(1/2)mv_N^2 = \varepsilon + V_0$, где ε — кинетическая энергия относительного движения частицы вне потенциальной ямы. Таким образом, получаем

$$\Lambda = \frac{\hbar}{W_0} \left(\frac{\varepsilon + V_0}{2m} \right)^{1/2}. \quad (9.43)$$

В то же время, вводя объемную плотность ядра ρ и среднее сечение взаимодействия падающей частицы с одним нуклоном ядра σ , среднюю длину свободного пробега частицы внутри ядра можно записать в виде

$$\Lambda = \frac{1}{\rho \sigma}. \quad (9.44)$$

В табл. 9.1 приведены значения V_0 , W_0 , K и Λ в случае рассеяния протона и нейтрона на ядрах при различных значениях их кинетической энергии ε . Из таблицы видно, что с увеличением энергии падающих частиц длина свободного пробега уменьшается.

Таблица 9.1. Параметры оптической модели, используемые для описания протона и нейтрона

ε , МэВ	V_0 , МэВ	W_0 , МэВ	K , фм ⁻¹	Λ , фм
0—4	50	3	1,6	11
10	50	7	1,7	5
17	50	8,5	1,8	4,5
40	35	15	1,9	2,5

9.7. Взаимодействия тяжелых бомбардирующих частиц с ядрами

В результате такого взаимодействия частицы и ядра могут переходить в новые состояния, сильно отличающиеся от их первоначальных, основных состояний. С помощью легких бомбардирующих частиц удастся изучать свойства ядер вблизи их равновесных состояний. Рассеяние же тяжелых частиц на ядрах позволяет расширить возможности изучения структуры ядер, вплоть до исследования возбужденных состояний весьма далеких от равновесных состояний ядер, которые недоступны для изучения любыми другими способами. Эта область ядерной физики очень быстро развивается.

9.7.1. Ускорение ядер с помощью ускорителей частиц

На рис. 9.9 приведены энергетические характеристики некоторых ускорителей ионов, позволяющих разгонять ядра до энергий от 10 до 200 МэВ на нуклон. Национальный ускоритель Жаниль (Кан, Франция) дает в пучке 10^{12} ион/с в случае легких ядер и 10^{10} ион/с в случае тяжелых ядер с дисперсией по энергии $\sim 0,001$.

Область высоких энергий является многообещающей с точки зрения получения информации о взаимодействии ядер. В Саклэ (вблизи Парижа во Франции) ускоритель Сатурн II ускоряет ядра (вплоть до аргона) до энергии $\sim 1,1$ ГэВ на нуклон и протоны до энергии 200 МэВ — 2,9 ГэВ. Ускоритель Бевалак Берклиевской лаборатории в США обеспечивает получение 2 ГэВ на нуклон для тяжелых ядер вплоть до урана ^{238}U . Синхрофазотрон ОИЯИ г. Дубна, СССР, разгоняет ядра неона до энергий около 4 ГэВ на

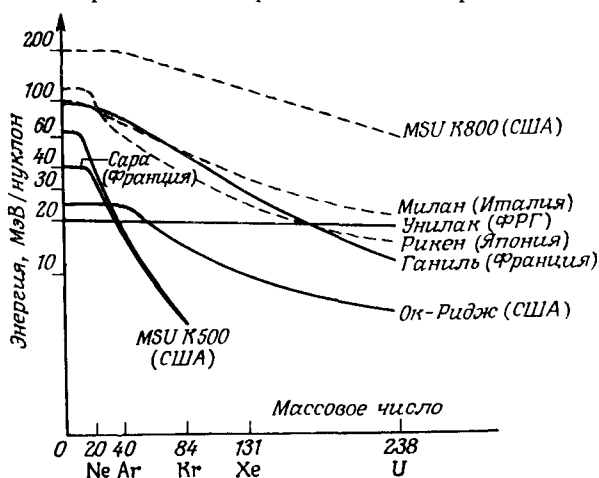


Рис. 9.9. Основные ускорители тяжелых ионов, зависимость максимальной энергии (МэВ/нуклон) массового числа ускоряемых ионов.

нуклон. Таким образом, он дает тяжелые ядра с энергиями, сравнимыми с энергиями частиц первичного космического излучения. И наконец, в Дармштадте (ФРГ) планируется строительство ускорителя тяжелых ионов, способного дать 2 ГэВ на нуклон при исключительно большой интенсивности пучка ускоренных ядер.

9.7.2. Классификация процессов рассеяния ядер

9.7.2.1. *Случай малых энергий (около 10 МэВ на нуклон).* В этом случае механизм взаимодействия сильно зависит от минимального расстояния, на которое подходит бомбардирующая частица к ядру мишени.

1. Бомбардирующее ядро лишь слегка касается ядра мишени. Тогда несколько нуклонов обоих партнеров будут находиться в области взаимного перекрытия в течение очень короткого времени нахождения ядер на минимальном расстоянии друг от друга. Всего лишь несколько нуклонов участвуют во взаимодействии, тогда как остальные нуклоны являются просто «наблюдателями». Наиболее частыми являются следующие процессы рассеяния.

а) Процесс упругого рассеяния ядер на ядрах. В такого рода процессах при использовании тяжелых бомбардирующих ядер ($A > 100$), энергия которых меньше потенциального барьера, наблюдается возбуждение вращательных ядерных состояний с очень большими значениями углового момента (до 50—70 в единицах $\hbar$).

б) Реакции схода одного или нескольких нуклонов с их ядерных первоначальных оболочек на другие виртуальные оболочки того же самого ядра. Если эта новая оболочка будет принадлежать несвязанному состоянию, то нуклон становится свободным и испускается ядром.

в) Процессы передачи нуклона одного ядра другому ядру, рассмотренные выше.

2. Бомбардирующее ядро глубоко проникает в мишень. Рис. 9.10 подробно иллюстрирует механизм взаимодействия сталкивающихся ядер в этом случае. За единицу времени выбран интервал, равный 10^{-21} с. Возможны два типа процессов.

а) Полное слияние двух сталкивающихся ядер и образование одного сложного ядра в сильно возбужденном состоянии. Этот процесс более вероятен в случае сравнительно легких сталкивающихся ядер (углерода, кислорода, неона и т. д.). Образовавшееся промежуточное возбужденное ядро может перейти в основное состояние, испустив избыток энергии в виде нейтронов, протонов, α -частиц и γ -квантов. В таком случае говорят, что происходит испарение ядерного вещества. Промежуточное ядро может также распасться на два фрагмента с приблизительно одинаковыми массами. Именно это часто имеет место в случае столкновений тяжелых ядер. По этой

причине очень маловероятным становится осуществление идеи получения новых сверхтяжелых ядер с атомным номером Z , большим 110, по методу полного или частичного слияния сталкивающихся ядер.

б) Глубоконеупругие процессы. В этом случае два сталкивающихся ядра взаимодействуют в течение очень короткого промежутка времени $[(2-10) \cdot 10^{-21}$ с, см. рис. 9.10], а затем разделяются, образуя ядра, аналогичные первоначальным сталкивающимся ядрам, но находящимся в сильно возбужденном состоянии. Кинетическая энергия бомбардирующего ядра может полностью поглотиться и превратиться в энергию возбуждения колебательных и вращательных уровней ядер.

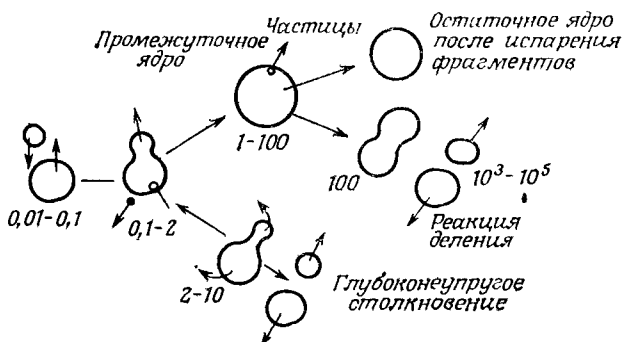


Рис. 9.10. Два возможных механизма низкоэнергетического взаимодействия ядер. 1 — с образованием промежуточного компанд-ядра (верхняя ветвь); 2 — с рассеянием по каналу глубоконеупругого взаимодействия (нижняя ветвь).

9.7.2.2. *Случай средних энергий (около 40 МэВ на нуклон и несколько выше).* Механизм взаимодействия сталкивающихся ядер в этом случае совершенно другой. Может наблюдаться явление очень сильной фрагментации, когда оба взаимодействующих ядра, бомбардирующее ядро и ядро мишени, распадаются без явной передачи фрагментам распада динамических характеристик взаимодействующих нуклонов.

9.7.2.3. *Случай очень высоких энергий.* С увеличением энергии сталкивающихся ядер происходит приближение к точке кипения ядерной жидкости, температура которой связана с энергией возбуждения E_0 (МэВ) ядра соотношением

$$E_0 = \frac{A}{8} T^2.$$

Например, при энергии возбуждения $E_0 = 40$ МэВ и $A = 80$ температура ядерной жидкости T равна 2 МэВ.

Сравнительно тяжелые бомбардирующие ядра, такие, как ^{12}C , ^{20}Ne , ^{40}Ar , имеющие даже не очень высокие энергии, позволяют достичь энергий возбуждения в несколько сотен мегаэлектронвольт, что эквивалентно ядерным температурам в несколько мегаэлектронвольт (1 кэВ соответствует температуре, равной $\sim 1,16 \cdot 10^7$ К). Даже в случае намного больших энергий, например при рассеянии ядер углерода с энергией 720 МэВ и ядер аргона с энергией 1,1 ГэВ, энергия, передаваемая от бомбардирующей частицы к ядру мишени, невелика, но достаточна для достижения температуры закипания ядерной жидкости порядка 5—6 МэВ, что приводит к последующему испарению нуклонов из ядра мишени. Это явление полностью аналогично процессу испарения капли жидкости, нагретой до температуры, близкой к точке кипения.

9.7.3. Моделирование процессов соударения ядер

Описание процессов соударения тяжелых ядер с помощью квантовой теории — слишком сложная задача. Можно упростить вычисления, аппроксимировав рассматриваемое явление «каскадным» процессом. Пренебрегая взаимодействием нуклонов друг с другом в ядрах и рассматривая каждое ядро как «мешок с шарами», можно попытаться рассчитать траекторию бомбардирующего ядра, считая, что каждый из нуклонов этого ядра движется по прямой линии до встречи с другим нуклоном, принадлежащим ядру мишени. С помощью компьютера можно смоделировать траектории нуклонов и рассмотреть всевозможные их начальные конфигурации, чтобы создать модель всего явления. Но такой метод пригоден только для сравнительно легких ядер.

Для описания процессов взаимодействия тяжелых и средних ядер прибегают к различным макроскопическим моделям, являющимся развитием модели жидкой капли и использующим законы гидродинамики. Можно показать, что и в ядрах существуют ударные сверхзвуковые волны, распространяющиеся в ядерной материи от места взаимодействия сталкивающихся ядер точно так же, как это имеет место в жидкости. Предполагается, что эти ударные волны могут приводить к сильному нагреву ядерной материи, ее вскипанию и испарению. Гидродинамические модели оказались весьма успешными при описании процессов столкновения тяжелых ионов. Это несколько удивительно, так как в них используются такие термодинамические величины, как температура и давление, имеющие смысл лишь для систем, близких к состоянию термодинамического равновесия.

Из некоторых моделей следует, что при нагреве ядерной жидкости наблюдается «плато» при температуре порядка $1,5 \cdot 10^{12}$ К, соответствующей энергиям от 100 до 150 МэВ. При более высоких

температурах избыток энергии расходуется на преобразование нуклонов в более тяжелые адроны. Дальнейшее увеличение температуры ядерной жидкости не будет наблюдаться, несмотря на подвод энергии, до тех пор, пока все частицы системы не превратятся в адроны с максимально большими массами.

При сверхвысоких температурах ядерная материя напоминает плазму. Адроны теряют свою индивидуальность, и ядерное вещество превращается в смесь кварков и глюонов. Такое состояние ядерного вещества называется «квармой». В принципе можно также обезличить кварки нуклонов, сидящих в ядре, и реализовать состояние квармы, сжимая ядерное вещество до плотностей, сравнимых с плотностью вещества адронов. Для этого нужны объемные плотности сжатой ядерной материи, в 4—8 раз превышающие объемные плотности ядерной материи в нормальном состоянии. В настоящее время они представляются недостижимыми.

Деление ядер — это область явлений сильного взаимодействия, имеющая исключительно важное практическое применение. Данный вопрос будет рассмотрен в гл. 11, которую можно рассматривать как продолжение настоящей главы.

Нейтроны

В начале данной главы проводится классификация нейтронов по их энергиям, указываются различные источники нейтронов, а затем рассматриваются их взаимодействия, кроме деления ядер. Явление деления ядер в данной главе не затрагивается, поскольку ему целиком посвящена гл. 11.

10.1. Классификация нейтронов по их энергиям

Все заряженные частицы в природных условиях всегда движутся со сравнительно большой скоростью. Так, например, электроны, испускаемые при β -распаде ядер трития, — самые медленные из частиц, испускаемых радиоактивными элементами, и тем не менее их средняя энергия близка к 9 кэВ. В противоположность этому нейтроны в силу своей нечувствительности к действию электрического поля могут обладать чрезвычайно малыми скоростями, что наделяет их весьма необычными свойствами. На рис. 10.1 приведены основные характеристики нейтронов при их энергиях от 10^{-4} до 1 эВ.

Сечения взаимодействия нейтронов с веществом очень сильно изменяются в зависимости от их энергии (см. § 1.4.2). Поэтому можно классифицировать нейтроны по энергии, основываясь на соображениях практического характера.

10.1.1. Тепловые нейтроны (рис. 10.1)

Быстрые нейтроны, проникая внутрь среды, мало их поглощающей, в результате повторяющихся актов рассеяния на ядрах, входящих в состав атомов среды, постепенно теряют свою энергию и после некоторого числа столкновений «термализуются», т. е. приходят в состояние термодинамического равновесия со средой, как это происходит с молекулами газа. При последующих столкновениях нейтроны теряют в среднем столько же кинетической энергии, сколько они ее приобретают, так что состояние системы становится стационарным.

Точно так же, как и в случае идеального газа, функция распределения тепловых нейтронов по скоростям дается формулой Макс-

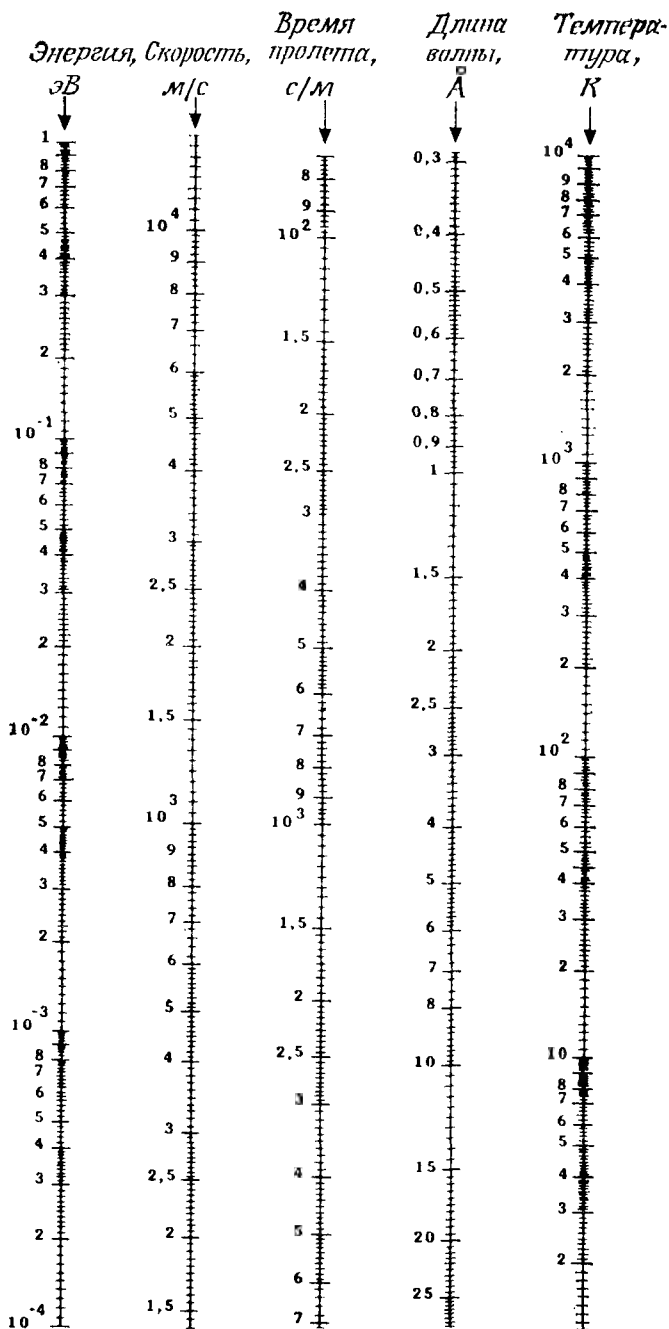


Рис. 10.1. Таблица соответствия между различными физическими характеристиками медленных и тепловых нейтронов.

велла—Больцмана. А именно, в некотором фиксированном объеме число нейтронов $n(E) dE$ с кинетической энергией в интервале от E до $E + dE$ определяется выражением¹⁾

$$n(E) dE = \frac{2\pi}{(nkT)^{3/2}} e^{-E/kT} \sqrt{E} dE, \quad (10.1)$$

где T — абсолютная температура среды, а k — постоянная Больцмана.

Функция распределения (10.1) нормирована на единицу:

$$\int_0^{\infty} n(E) dE = 1.$$

Положим

$$E_0 = kT = \frac{M_n v_0^2}{2}. \quad (10.2)$$

Тогда, вычислив среднюю энергию тепловых нейтронов по формуле

$$\bar{E}_{th} = \int_0^{\infty} E n(E) dE,$$

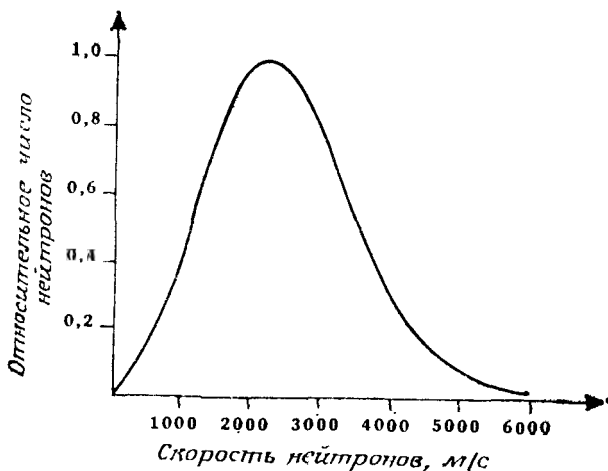


Рис. 10.2. Функция распределения по скоростям тепловых нейтронов при температуре $T = 293,15$ К.

¹⁾ В предшествующих главах мы обозначили кинетическую энергию через T . В данной главе мы будем обозначать этой буквой абсолютную температуру, а кинетическую энергию — через E .

получаем

$$\bar{E}_{th} = \frac{3}{2} E_0 = \frac{3}{2} kT. \quad (10.3)$$

Функция распределения по скоростям имеет вид

$$n(v) dv = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{v^2}{v_0^2} e^{-v^2/v_0^2} dv. \quad (10.4)$$

На рис. 10.2 представлен график функции распределения тепловых нейтронов по скоростям при температуре 20 °С (293,15 К). Максимум кривой достигается при значении $v = v_0$ (табл. 10.1).

Таблица 10.1. Значения параметров E_0 , v_0 и $\bar{E}_{th}$ для тепловых нейтронов, находящихся при заданной температуре T

T , К	E_0 , эВ	v_0 , м·с ⁻¹	$\bar{E}_{th}$, эВ
300	0,0253	2200	0,038
400	0,034	2600	0,051
600	0,052	3100	0,075
800	0,069	3600	0,103
1000	0,086	4000	0,129

10.1.2. Холодные нейтроны

Холодными нейтронами называются нейтроны, для которых температура термодинамического равновесия меньше температуры окружающей среды, чем и объясняется их название. Холодные нейтроны получают путем отбора нейтронов с наименьшей энергией из спектра тепловых нейтронов. Способы получения холодных нейтронов и их свойства будут рассмотрены несколько позднее.

10.1.3. Нейтроны с энергиями, большими энергий тепловых нейтронов

В нейтронной физике принята следующая (конечно, весьма условная) классификация нейтронов по их энергии:

0,025 эВ $< E_n < 0,5$ эВ	медленные,
0,5 эВ $< E_n < 1$ кэВ	резонансные (надтепловые),
1 кэВ $< E_n < 0,5$ МэВ	промежуточные,
0,5 МэВ $< E_n < 50$ МэВ	быстрые,
50 МэВ $< E_n$	релятивистские.

Такое разделение объясняется следующим. Энергия, равная 0,5 эВ, есть «граничная энергия поглощения кадмия». Другими словами, в результате процесса радиационного захвата (n, γ) кадмий поглощает нейтроны с энергией, меньшей 0,5 эВ, но он является совершенно прозрачным для нейтронов с большей энергией. Это явление широко используется в нейтронной спектрометрии.

Может случиться так, что в высокоэнергетическом конце спектра тепловых нейтронов окажется нейтронов больше, чем это предсказывается функцией распределения Максвелла—Больцмана. По этой причине нейтроны с энергией между 0,5 эВ и 1 кэВ часто называют надтепловыми¹⁾.

Сечения рассеяния нейтронов с энергией от 1 кэВ до 0,5 МэВ на ядрах очень сильно зависят от их энергии. Учет этих нейтронов «промежуточной» области оказывается очень важным при разработке средств радиационной защиты, поскольку они дают большой биологический эффект при случайном облучении людей и животных

10.2. Источники быстрых нейтронов

В результате ядерных реакций всегда образуются быстрые нейтроны. При последующем рассеянии на ядрах среды нейтроны постепенно замедляются до тепловых скоростей. После рассмотрения этих явлений мы опишем (в § 10.5) способы получения холодных нейтронов.

10.2.1. Радиоактивные источники быстрых нейтронов

В реакциях типа (α, n) был открыт нейтрон (Чэдвиком, 1932 г.). Обычно α -частицами, получаемыми из радиоактивных источников, облучают мишени из легких элементов, таких, как, например, бериллий, бор и литий. Поскольку пробег α -частиц в веществе очень мал, для образования источника нейтронов достаточно смешать порошок бериллия (наибольший выход нейтронов наблюдается при использовании этого элемента в качестве мишени) с хорошо измельченным радиоактивным веществом — источником α -частиц, в качестве которого можно использовать, например, соли радия или полония. Реакция (α, n) является экзотергической (с энерговыделением $Q = 5,65$ МэВ). Таким способом можно получить портативные нейтронные источники малых размеров с непрерывным спектром излучаемых нейтронов от 1 до 11 МэВ. Выход нейтронов в таких

¹⁾ В отечественной физической литературе такие нейтроны чаще называются резонансными, поскольку график зависимости полного сечения рассеяния таких нейтронов на тяжелых ядрах представляет собой густой частотол острых резонансов. — *Прим. перев.*

источниках в полный телесный угол составляет несколько миллионов в секунду при активности α -источника, равной 1 Ки.

Если в качестве бомбардирующих частиц используются γ -кванты, то выбиваемые ими из ядер нейтроны называются «фотонейтронами». Очевидно, что такие процессы возможны, только если энергия γ -кванта больше энергии отделения нейтрона от ядра мишени. В случае ядра бериллия ${}^9\text{Be}$ энергия отделения нейтрона равна 1,67 МэВ, для ядра ${}^2\text{H}$ она составляет 2,23 МэВ и превышает 6 МэВ для всех остальных ядер. Поскольку ни один радиоактивный элемент не испускает фотоны с энергией свыше 6 МэВ, единственно подходящими мишенями являются бериллиевая и дейтериевая мишени. Такие источники обеспечивают выход $\sim 10^4$ нейтронов в 1 с при активности источника γ -квантов, равной 1 Ки. Подобные нейтронные источники, оказавшиеся компактными и дешевыми, ценны прежде всего тем, что испускают моноэнергетические нейтроны (конечно, если моноэнергетическими являются фотоны), чем они резко отличаются от уже рассмотренных выше источников на α -частицах. Фотонейтронные источники используются для калибровки детекторов, применяющихся при регистрации быстрых нейтронов.

И наконец, существуют радиоактивные источники нейтронов, основанные на явлении спонтанного деления ядер (трансурановых элементов). Для этих целей чаще всего используется калифорний ${}^{252}\text{Cf}$ (см. § 6.1.4).

10.2.2. Получение нейтронов с помощью ускорителей частиц

10.2.2.1. *Реакции (γ , n), фотонейтроны.* Фотоны, испускаемые движущимися частицами в ускорителях, могут иметь энергии, намного превышающие 6 МэВ, и число возможных мишеней практически ничем не ограничено. Так, например, электроны, ускоренные в линейном ускорителе, при падении на толстую мишень вызывают тормозное излучение очень большой интенсивности, которое в свою очередь при облучении второй мишени приводит к образованию нейтронов.

10.2.2.2. *Образование нейтронов в реакциях (p , n) и (d , n).* В обеих реакциях данного типа при низких энергиях налетающей частицы, точнее при значениях энергии, меньших самого низкого энергетического уровня образующегося промежуточного ядра, конечное ядро образуется в основном состоянии. Все нейтроны, вылетающие под заданным углом рассеяния, являются моноэнергетическими. При изменении угла рассеяния меняется также и энергия испускаемых нейтронов; она максимальна при рассеянии вперед, т. е. вдоль направления пучка падающих начальных частиц.

а) Реакции типа (p , n) являются эндонергетическими. Для их осуществления требуются достаточно сильно ускоренные частицы.

При энергиях начальных протонов, слегка превышающих порог реакции, образующиеся нейтроны являются практически моноэнергетическими. Например, пороговая энергия реакции ${}^7_3\text{Li} (p, n) {}^7_4\text{Be}$ близка к 1,9 МэВ, и совсем рядом по энергетической шкале, при энергии около 2,3 МэВ, в сечении этой реакции наблюдается очень острый резонанс, эффективное сечение которого близко к 0,5 б. Другая реакция этого типа ${}^1_1\text{H} (p, n) {}^3_2\text{He}$ отличается очень низкой пороговой энергией, равной 1,016 МэВ.

б) Все реакции типа (d, n) , кроме реакции ${}^{12}_6\text{C} (d, n)$, являются экзотергическими. Процесс рассеяния дейтрона на дейтроне ${}^2_1\text{H} (d, n) {}^3_2\text{He}$ (или DD-реакция) широко используется в области низких энергий для получения нейтронов с энергией около 3 МэВ. Дейтерий обычно вводится за счет поглощения газа в металлическую подложку. В процессе рассеяния низкоэнергетических дейтронов на тритии ${}^3_1\text{H} (d, n) {}^4_2\text{He}$ (или в DT-реакции) образуются нейтроны с энергией около 14 МэВ. Ядра трития вводятся за счет поглощения газа в подложку из такого металла, как, например, цирконий, титан, эрбий. Другая реакция данного типа ${}^9_4\text{Be} (d, n)$ интересна еще и тем, что позволяет получать интенсивные пучки нейтронов более высокой энергии при использовании дейтронов, ускоренных в циклотроне. Такие нейтроны широко применяются в медицине для лечения злокачественных опухолей методом нейтронной терапии (например, в клиниках г. Орлеана).

10.2.3. Получение нейтронов от ядерных реакторов деления

Ядерные реакторы деления дают очень мощные потоки нейтронов. На рис. 10.3 изображен энергетический спектр нейтронов, образующихся в результате деления ядер урана ${}^{235}_{92}\text{U}$ под действием

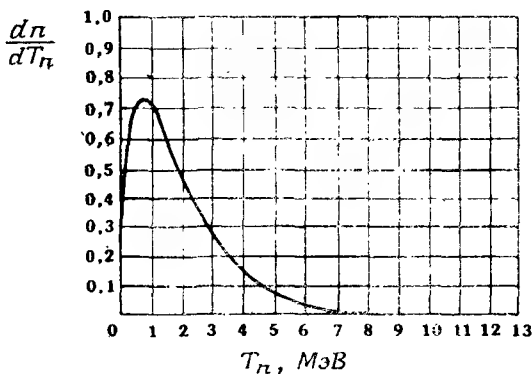


Рис. 10.3. Энергетический спектр вторичных нейтронов, образующихся при делении ядер урана ${}^{235}_{92}\text{U}$ в результате их облучения тепловыми нейтронами.

тепловых нейтронов. В области средних энергий при каждом делении образуется $\bar{\nu}$ нейтронов. Это число изменяется в пределах от 2,4 до 3 в зависимости от энергии падающих нейтронов.

Энергетический спектр образующихся нейтронов является непрерывным. Он хорошо описывается выражением, аналогичным формуле Максвелла — Больцмана:

Таблица 10.2. Значения A и T некоторых ядер, используемых в качестве топлива в ядерных реакторах

Ядро	A	T
^{233}U	1,888	1,307
^{235}U	1,872	1,290
^{239}Pu	2,121	1,333

$$n(E)dE =$$

$$= A \sqrt{E} \exp(-E/T) dE.$$

Форма этого спектра объясняется теорией испарения капли ядерной жидкости, которую как бы представляет собой ядро. Таким образом, этот спектр можно назвать спектром испарения. В табл. 10.2 приведены значения величин A и T для некоторых ядер.

Средняя энергия нейтронов, испускаемых при делении ядер урана и плутония, имеет следующие значения:

$$^{235}_{92}\text{U} \quad \bar{E} = (1,98 \pm 0,03) \text{ МэВ},$$

$$^{238}_{92}\text{U} \quad \bar{E} = (1,98 \pm 0,03) \text{ МэВ},$$

$$^{239}_{94}\text{Pu} \quad \bar{E} = (2,06 \pm 0,03) \text{ МэВ},$$

$$^{241}_{94}\text{Pu} \quad \bar{E} = (2,00 \pm 0,03) \text{ МэВ}.$$

10.3. Взаимодействие нейтронов с веществом, макроскопическое эффективное сечение

Взаимодействие нейтронов с веществом при их движении через какую-либо среду сводится к явлениям двоякого рода: *рассеянию*, при котором нейтрон изменяет свою энергию и направление движения (причем в случае нейтрона речь идет в основном об упругом рассеянии), и *поглощению*, при котором нейтрон «уничтожается», но появляется одна или несколько частиц другого сорта. Из процессов поглощения нейтрона наиболее вероятным является радиационный захват нейтрона.

В нейтронной физике часто пользуются понятием макроскопического эффективного сечения. Пусть N — плотность вещества среды, т. е. число элементарных мишеней в единице объема. Тогда говорят, что элементарному процессу взаимодействия с эффективным сечением σ при движении частицы в веществе соответствует макроскопическое эффективное сечение Σ , определяемое в простейшем случае по формуле

$$\Sigma = N\sigma. \quad (10.5)$$

Величина Σ аналогична показателю ослабления, обычно вводимому для пучка фотонов в среде. В самом деле, рассмотрим пучок тепловых нейтронов, падающих на толстую мишень и взаимодействующих с ядрами мишени. Предположим, что эффективное сечение σ взаимодействия одного нейтрона с ядром мишени не зависит от глубины проникновения x нейтрона в вещество мишени, если температура последней во всех точках одинакова. Если n' нейтронов прошли на глубину x мишени без взаимодействия, после чего часть из них, равная dn' , рассеялась на ядрах мишени, расположенных между x и $x + dx$, то, согласно формуле (1.13), имеем

$$\sigma = \frac{dn'}{Nn'dx}.$$

Отсюда получаем

$$n' = n'_0 e^{-N\sigma x} = n'_0 e^{-\Sigma x}, \quad (10.6)$$

где n'_0 — число нейтронов, падающих на мишень (при $x = 0$).

В среднем каждый нейтрон до момента взаимодействия пробегает расстояние Λ , равное

$$\Lambda = \int_0^{\infty} e^{-\Sigma x} dx / \int_0^{\infty} \Sigma e^{-\Sigma x} dx = 1/\Sigma. \quad (10.7)$$

Расстояние Λ имеет смысл глубины проникновения нейтрона в мишень, т. е. глубины, на которой число нейтронов уменьшается в $e = 2,7183$ раз.

Можно пользоваться полными величинами Σ и Λ , характеризующими всю совокупность процессов взаимодействия нейтронов с веществом, если не интересоваться деталями такого взаимодействия. Но можно вводить и соответствующие парциальные величины: Σ_d и Λ_d для процессов рассеяния, Σ_a и Λ_a для процессов поглощения и Σ_c и Λ_c для процессов радиационного захвата нейтронов, который может быть одним из нескольких или единственным процессом поглощения.

Итак, средняя длина свободного пробега нейтрона есть среднее расстояние, пробегаемое нейтроном по прямой линии между двумя последовательными актами соударения нейтрона с ядрами вещества. Эффективные сечения разных процессов складываются, и то же справедливо для обратных величин средних длин пробега:

$$\frac{1}{\Lambda} = \frac{1}{\Lambda_d} + \frac{1}{\Lambda_a}. \quad (10.8)$$

В качестве примера вычислим сечение поглощения тепловых нейтронов тяжелой водой, имея в виду, что $\sigma_a = 0,826 \cdot 10^{-3}$ б; плот-

ность тяжелой воды равна $1,05 \text{ г/см}^3$, а масса молекулы D_2O равна 20 (атомным единицам массы):

$$\Sigma_a = \frac{1,05 \cdot 6,02 \cdot 10^{23} \cdot 0,826 \cdot 10^{-27}}{20} = 2,61 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-1}.$$

Таким образом, средняя длина свободного пробега нейтрона в тяжелой воде до его поглощения равна

$$\Lambda_a = \frac{1}{\Sigma_a} = \frac{1}{2,61 \cdot 10^{-5}} \text{ см} = 383 \text{ м}.$$

Отсюда следует, что тепловые нейтроны с начальной скоростью $v_0 = 2200 \text{ м/с}$ имеют среднее время жизни в тяжелой воде, равное

$$\tau = \frac{383}{2200} = 0,174 \text{ с}.$$

Совершенно аналогичным образом получаем для тепловых нейтронов, движущихся в графите ($\sigma_a = 3,73 \cdot 10^{-3} \text{ б}$, $\sigma_d = 4,8 \text{ б}$, плотность графита равна $1,6 \text{ г/см}^3$):

$$\Sigma_a = \frac{1,6 \cdot 6,02 \cdot 10^{23} \cdot 3,73 \cdot 10^{-3}}{12} = 2,99 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1},$$

$$\Lambda_a = 33,4 \text{ м}, \quad \tau_a = 15 \cdot 10^{-3} \text{ с},$$

$$\Sigma_d = \frac{1,6 \cdot 6,02 \cdot 10^{23} \cdot 4,8 \cdot 10^{-24}}{12} = 0,385 \text{ см}^{-1},$$

$$\Lambda_d = 2,6 \text{ см}, \quad \tau_d = 1,2 \cdot 10^{-5} \text{ с}.$$

Из сделанных оценок следует, что в процессе соударений с ядрами мишени тепловой нейтрон имеет 999 шансов из 1000 рассеяться и только 1 шанс из тысячи поглотиться. Другими словами, нейтрон поглощается в среднем после 1000 актов рассеяния. Следовательно, его траектория представляет собой сумму отрезков длинной ломаной линии, расстояние между началом и концом которой, измеренное по прямой, составляет тем не менее всего лишь несколько метров.

10.4. Упругое рассеяние нейтронов и их замедление в веществе

Для получения тепловых нейтронов необходимо замедлить быстрые нейтроны, полученные одним из указанных выше способов, так чтобы они пришли в состояние термодинамического равновесия с веществом замедлителя.

10.4.1. Упругое рассеяние нейтронов на ядрах

Пусть нейтрон с энергией $E_0 = m_n v_0^2/2$ упруго рассеивается на ядре с массой m . В результате взаимодействия нейтрон отклоняется на угол θ , а ядро испытывает отдачу под углом φ к направлению начального импульса нейтрона (см. рис. 1.5), причем энергия отдачи $E_{отд}$ равна

$$E_{отд} = E_0 \frac{4mm_n}{(m + m_n)^2} \cos^2 \varphi. \quad (10.9)$$

Пусть v_c — скорость центра масс двух частиц (m_n и m), а θ' — угол рассеяния нейтрона в системе ЦМ. После соударения нейтрона с ядром кинетическая энергия нейтрона равна

$$E = \frac{1}{2} m_n [(v_0 - v_c)^2 + v_c^2 + 2(v_0 - v_c)v_c \cos \theta']. \quad (10.10)$$

При рассеянии вперед ($\theta' = 0$) не происходит передачи энергии и после рассеяния нейтрон обладает такой же энергией E_0 , что и до рассеяния. При рассеянии назад ($\theta' = \pi$) энергия конечного нейтрона минимальна и равна

$$E_{мин} = \frac{1}{2} m_n (v_0 - 2v_c)^2 = \left(\frac{m - m_n}{m + m_n} \right)^2 E_0, \quad (10.11)$$

поскольку

$$\alpha = \left(\frac{m - m_n}{m + m_n} \right)^2 = \left(\frac{A - 1}{A + 1} \right)^2 \leq 1, \quad (10.12)$$

где A — массовое число ядра мишени.

Из экспериментальных данных следует, что при энергиях, меньших 10 МэВ, т. е. практически для всего спектра нейтронов деления, угловое распределение рассеянных нейтронов в системе ЦМ является изотропным. Другими словами, в этой системе число рассеянных нейтронов пропорционально элементу телесного угла $d\Omega'$ (см. § 1.5), т. е. вероятность рассеяния в элемент телесного угла $d\Omega'$ дается выражением

$$P(d\Omega') = \frac{2\pi \sin \theta' d\theta'}{4\pi} = \frac{1}{2} \sin \theta' d\theta'. \quad (10.13)$$

Вернемся к лабораторной системе и рассмотрим рассеяние нейтронов на углы между θ и $\theta + d\theta$, соответствующие рассеянию нейтронов в элемент телесного угла $d\Omega'$, расположенный под углом θ' в системе ЦМ. Энергия таких нейтронов лежит в интервале от E до $E + dE$ и, согласно формуле (10.10), равна

$$|dE| = m_n (v_0 - v_c) v_c \sin \theta' d\theta'.$$

Сравнивая полученное выражение с формулой (10.13), получаем выражение для вероятности рассеяния нейтронов в элемент телесного угла $d\Omega'$:

$$P(dE) = P(d\Omega') = \frac{dE}{2m_n(v_0 - v_c)v_c} = \frac{(m + m_n)^2}{4m_n m E_0} dE. \quad (10.14)$$

а вероятность постоянна при всех энергиях рассеиваемых нейтронов. На рис. 10.4 приведена зависимость $P(dE)/dE$ от E_0 .

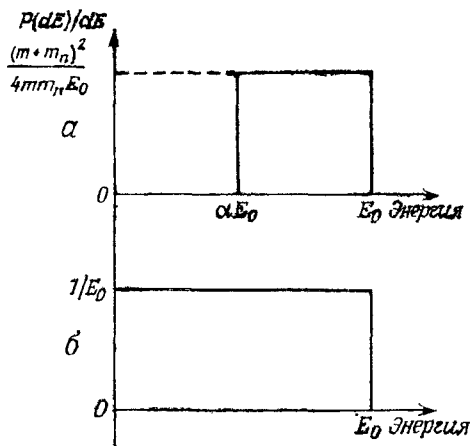


Рис. 10.4 Энергетический спектр образующихся нейтронов при рассеянии моноэнергетических нейтронов с энергией E_0 на ядрах. a — рассеяние на ядрах со средними значениями массового числа A ; b — рассеяние на ядрах водорода ($A = 1$)

Например, в случае рассеяния нейтронов на водороде имеем $m_n = m$, $\alpha = 0$ и получаем

$$E = \frac{1}{2} m_n v_0^2 \frac{1 + \cos \theta'}{2},$$

$$\theta + \varphi = \frac{\pi}{2}, \quad E_{\min} = 0.$$

10.4.2. Замедление нейтронов

При каждом соударении с ядрами вещества нейтрон теряет энергию соответственно показателю $\ln(E_0/E)^1$. Среднелогарифмическая потеря энергии при одном соударении обозначается через ξ :

$$\xi = \left\langle \ln \frac{E_0}{E} \right\rangle. \quad (10.15)$$

¹⁾ В отечественной литературе величину $\ln(E_0/E)$ часто называют летаргией нейтронов. — Прим. перев.

Вычисления приводят к следующему выражению для ξ :

$$\xi = 1 - \frac{\alpha}{1 - \alpha} \ln \frac{1}{\alpha}. \quad (10.16)$$

Отсюда видно, что среднелогарифмическая потеря энергии при одном соударении ξ не зависит от начальной энергии нейтрона E_0 .

Замедлитель тем лучше, чем больше его характеристики ξ и Σ_d . Поэтому *замедляющую способность* материала обычно характеризуют произведением $\xi \Sigma_d$. Если в замедлителе имеется несколько сортов ядер, то этот параметр определяется следующим образом:

$$\xi \Sigma_d = \sum_i \xi_i \Sigma_{di}.$$

Пусть $\bar{E}_f$ — средняя кинетическая энергия нейтронов деления, а $\bar{E}_{th}$ — средняя энергия тепловых нейтронов. Тогда среднее число столкновений, необходимое для замедления нейтронов деления до тепловых скоростей, можно определить по следующей формуле:

$$\text{Среднее число столкновений} = \frac{\ln(\bar{E}_f/\bar{E}_{th})}{\xi}.$$

В табл. 10.3 приведены значения α и ξ для некоторых замедлителей

Таблица 10.3. Основные параметры, характеризующие процесс замедления нейтронов до тепловых скоростей и их последующее рассеяние в замедлителе

Среда	Массовое число	α	ξ	$(\tau)^{1,2}$, см	L , см	M , см
H	1	0	1			
H ₂ O	—	—	0,920	5,7	2,85	6,4
D	2	0,111	0,725			
D ₂ O	—	—	0,509	11	170	170,3
Be	9	0,640	0,207	9,9	21	23,2
C	12	0,716	0,158	18,7	59	61,9

Пример. Средняя энергия нейтронов деления, образующихся при делении ядер урана ^{235}U , равна $\bar{E}_f = 0,025$ эВ. Таким образом, получаем $\ln(2 \cdot 10^6/0,025) = 18,2$. Для водорода $\xi = 1$ и среднее число необходимых столкновений оказывается равным 18,2. Значит, нейтроны должны претерпеть в среднем 18 столкновений для достижения тепловых энергий. Некоторые нейтроны претерпевают большее число соударений, а другие — меньшее. Например, нейтрон, рассеиваемый на 180° , «термализуется» за одно столкновение (см. рис. 10.4).

Приведем общие сведения о процессе замедления, а затем и о процессе рассеяния тепловых нейтронов на ядрах.

а) Можно показать, что среднее расстояние r_0 от точки M , где возник нейтрон деления, до точки, где он стал тепловым, измеренное по прямой, дается формулой

$$r_0 = (6\tau)^{1/2}. \quad (10.17)$$

Здесь величина τ имеет размерность площади и носит не соответствующее ее размерности название *возраста нейтронов*¹⁾.

б) Среднее расстояние, измеренное по прямой линии, от точки возникновения теплового нейтрона до точки, где он поглотился, находится по формуле²⁾

$$r_1 = (6L^2)^{1/2}.$$

Здесь L — *длина диффузии*, которая дается выражением

$$L^2 = \frac{D}{\Sigma_a}, \quad \text{где } D = \frac{1}{3\Sigma_d} = \frac{\Lambda_d}{3}. \quad (10.18)$$

Величина L^2 называется *площадью (или поперечником) диффузии*. В среднем тепловой нейтрон поглощается на расстоянии $\sqrt{6}L$ от точки своего рождения M .

в) Нейтрон деления проходит в среднем от точки своего рождения до точки, где он поглощается веществом, расстояние, измеряемое по прямой линии,

$$r = (r_0^2 + r_1^2)^{1/2} = \sqrt{6} \sqrt{\tau + L^2} = \sqrt{6} M. \quad (10.19)$$

Здесь M — так называемая *длина миграции* (M^2 — *площадь миграции*). Очевидно, что площадь миграции равняется сумме возраста нейтронов и площади диффузии.

10.5. Холодные и ультрахолодные нейтроны

В табл. 10.4 приведены длины волн де Бройля $\lambda = h/m_n v$ нейтрона при различных энергиях и соответствующих им температурах. Для медленных и тепловых нейтронов длина волны λ по по-

¹⁾ Во французской физической литературе эта величина называется площадью (поперечником) замедления нейтрона. Связанная с τ величина $l = \sqrt{\tau}$ называется одинаково и в отечественной и во французской литературе длиной замедления. — *Прим. перев.*

²⁾ Величина r_1 определяется выражением

$$r_1^2 = \int_0^\infty r^2 \Sigma_a \Phi dV / \int_0^\infty \Sigma_a \Phi dV.$$

рядку величины близка к длине волны рентгеновских лучей, т. е. сравнима с расстоянием между двумя соседними атомными плоскостями в кристалле. Обозначим это расстояние через d . В результате рассеяния на ядрах вещества нейтроны с длиной волны λ отклоняются на угол θ в соответствии с формулой Брэгга

$$k\lambda = 2d \sin \theta. \quad (10.20)$$

Здесь k — целое число, так называемый порядок спектра. Скорость нейтронов, рассеиваемых на определенный угол θ , может быть найдена по формуле

$$v = \frac{kh}{2dm_n \sin \theta}. \quad (10.21)$$

Таким образом, при известном параметре d кристаллической решетки можно построить спектрометр на кристалле, аналогичный рентгено-

Таблица 10.4. Значения угла отражения θ для нейтронов, падающих на кристалл NaCl ($d = 0,28$ нм)

T_n	λ , см	θ , градус
0,01 эВ	$3 \cdot 10^{-8}$	31
1,0 эВ	$3 \cdot 10^{-9}$	3
100 эВ	$3 \cdot 10^{-10}$	0,3
10 кэВ	$3 \cdot 10^{-11}$	0,03
1 МэВ	$3 \cdot 10^{-12}$	0,003

вскому спектрометру, работающий как по схеме отражения, так и по схеме прохождения (схемы Лауэ, Фридриха и Книппинга).

И обратно, можно получить информацию о кристаллической решетке, направив на кристалл пучок моноэнергетических нейтронов. Такой метод широко применяется для анализа структуры твердых и полимерных тел. При схеме прохождения картина дифракции нейтронов несет обширную информацию о химической структуре вещества.

Если дебройлевская длина волны нейтрона больше величины

$$\lambda_g = 2d, \quad (10.22)$$

т. е. его энергия меньше значения

$$T_c = \frac{\hbar^2}{2m_n \lambda_c^2},$$

то, согласно формуле Брэгга, отражение нейтронов невозможно и все они проходят сквозь кристалл без отклонения. Такие нейтроны называются холодными.

Рассмотрим пучок тепловых нейтронов, выходящий из реактора и падающий под углом 90° на основание длинного графитового цилиндра параллельно его оси. Графит — поликристаллическое вещество, кристаллиты которого ориентированы в пространстве полностью хаотически. Проходя по такой колонке, нейтроны проходят через многочисленные кристаллиты, ориентированные во

всех направлениях. Нейтроны, длина волны которых меньше λ_c , дифрагируют и вследствие этого выходят из колонки через ее боковую поверхность. И только нейтроны с длиной волны, превышающей λ_c , полностью проходят всю колонку и выходят из нее через другое основание.

Для графита $\lambda_c = 2d = 6,99 \text{ \AA}$ и $T_c = 0,002 \text{ эВ}$. Таким образом, графитовая колонка будет источником холодных нейтронов с энергией, меньшей 0,002 эВ. В табл. 10.5 приведены характе-

Таблица 10.5. Характеристики некоторых поликристаллических фильтров, используемых для сепарации холодных нейтронов

Материал фильтра	$\lambda_c, \text{ \AA}$	$T_c, \text{ эВ}$	Материал фильтра	$\lambda_c, \text{ \AA}$	$T_c, \text{ эВ}$
Be	3,95	0,0052	Fe	4,04	0,0050
BeO	4,40	0,0042	Ni	4,06	0,0050
C	6,69	0,00183	Cu	4,16	0,0047
Al	4,67	0,00375	Pb	5,70	0,0025
Mn	12,6	0,00052	Bi	8,00	0,00128

ристики некоторых поликристаллических фильтров, используемых для получения холодных нейтронов. Зеркальная поверхность различных жидкостей тоже обладает способностью по-разному отражать нейтроны с различной энергией. Это свойство жидкостей также используется для получения холодных нейтронов.

Теперь рассмотрим холодные нейтроны, падающие на поверхность твердого тела. Пусть длина волны нейтронов намного больше периода кристаллической решетки твердого тела. Амплитуда дебройлевской волны, связанной с нейтроном, очень быстро уменьшается при прохождении ее внутрь твердого тела, что отвечает отражению нейтрона. Для нейтрона с энергией 10^{-7} эВ дебройлевская длина волны равна $\lambda = 90 \text{ нм}$ и амплитуда проходящей волны обращается в нуль на расстоянии около 10 нм от поверхности твердого тела. Пучок таких нейтронов практически полностью отразится от поверхности тела.

Уточним сказанное. Полностью отразятся от поверхности тела те нейтроны, у которых нормальная (к поверхности тела) составляющая кинетической энергии $E_{\perp}$ удовлетворяет условию

$$E_{\perp} \leq V = \frac{2\pi\hbar^2}{m_n} \sum_i N_i a_i, \quad (10.23)$$

где N_i — плотность ядер сорта i , а a_i — соответствующие длины рассеяния.

Для нейтрона со скоростью v , падающего под углом θ к поверхности, имеем

$$E_{\perp} = \frac{1}{2} m_n (v \sin \theta)^2.$$

Условие отражения таких нейтронов от поверхности твердого тела может быть записано в виде

$$\sin \theta \leq \lambda \left(\frac{Na}{\pi} \right)^{1/2} = \left(\frac{V}{E} \right)^{1/2} = \sin \theta_c. \quad (10.24)$$

Нейтроны с энергией $E \leq V$ будут отражаться независимо от угла θ . Такие нейтроны называются ультрахолодными. Приведем значения величины V для некоторых материалов:

Бериллий	$2,5 \cdot 10^{-7}$ эВ
Углерод	$1,8 \cdot 10^{-7}$ эВ
Медь	$1,7 \cdot 10^{-7}$ эВ
Кремний	$1,1 \cdot 10^{-7}$ эВ
Магний	$0,61 \cdot 10^{-7}$ эВ
Алюминий	$0,56 \cdot 10^{-7}$ эВ
Оргстекло	$0,33 \cdot 10^{-7}$ эВ

Для получения холодных нейтронов тепловые нейтроны, выходящие из атомного реактора, пропускают через «нейтронводы», в которых они испытывают многократное отражение. При плотности потока Φ_0 ($\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$) тепловых нейтронов с температурой 300 К в системе накопления можно достичь плотности ρ (см^{-3}) ультрахолодных нейтронов, равной

$$\rho = 10^{-13} \Phi_0.$$

Для реактора с большим нейтронным потоком величина Φ_0 — порядка $10^{15} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, что позволяет достичь максимальных значений плотностей, близких к 10^3 см^{-3} . В случае тепловых нейтронов, находящихся в состоянии термодинамического равновесия при температуре жидкого водорода 20 К (такие нейтроны, согласно нашей терминологии, уже являются холодными), максимально возможное значение плотности получаемых ультрахолодных нейтронов увеличивается примерно в 50 раз и достигает 10^3 — 10^4 нейтрон/ см^3 .

Самый простой способ «удержания» таких ультрахолодных нейтронов в ограниченной области пространства — ввести их в криостат из материала, хорошо отражающего нейтроны (например, из меди, графита, кварца, тефлона, бериллия, стекла, нержавеющей стали). Фактические потери нейтронов в криостате обычно в сотни раз больше теоретических. По-видимому, это обусловлено нали-

чем водорода на стенке криостата (примерно 10^{23} атом/см² и даже больше), который взаимодействует с нейтронами. Время удержания ультрахолодных нейтронов в криостате не превышает нескольких сотых долей секунды.

Другой, более сложный метод удержания ультрахолодных нейтронов основан на использовании их магнитных дипольных моментов. Стенки криостата заменяются потенциальным барьером магнитного взаимодействия, создаваемым сильно неоднородным магнитным полем. Такое поле создается магнитным гексаполем и имеет мультипольную природу. Оно оказывается очень удобным для накопления и удержания нейтронов, так как магнитная индукция пропорциональна r^2 и сила магнитного взаимодействия магнитного диполя с полем растет линейно при увеличении расстояния от центра. Траектория нейтрона оказывается достаточно простой, состоящей из его гармонических колебаний, которые легко рассчитываются теоретически.

Такая система накопления ультрахолодных нейтронов практически реализована на базе мощного реактора в Гренобле (в Институте им. Лауэ — Ланжевена). Здесь путем преобразования магнитного гексаполя в тороидальное кольцо получено нейтронное накопительное кольцо, носящее сокращенное название Нестор. Максимальная магнитная индукция, создаваемая в кольце, равна 5 Тл. Нейтроны накапливаются в кольце в течение 45 мин, что примерно в 4 раза больше периода полураспада нейтрона.

Идея магнитной сферической «бутылки» в принципе позволяет достичь еще большего. Три сверхпроводящие катушки можно расположить на поверхности сферы, причем витки одной из них направить по экватору сферы, а витки двух других катушек разместить в плоскостях, параллельных экваториальной плоскости. Магнитное поле, создаваемое такими катушками, будет равно нулю в центре сферы и расти пропорционально расстоянию от центра сферы в любых направлениях совершенно симметричным образом. Ультрахолодные нейтроны в такой магнитной ловушке будут двигаться по круговым или эллиптическим орбитам.

Нейтрон, находящийся в гравитационном поле Земли, обладает потенциальной энергией около 10^{-7} эВ/м, т. е. ультрахолодный нейтрон с кинетической энергией около 10^{-7} эВ, движущейся вверх, достигает высоты около 1 м. Это единственный случай в физике частиц, когда гравитационное взаимодействие нельзя считать пренебрежимо малым и, более того, оно может быть использовано для сортировки частиц по энергиям.

Например, в Мюнхене построен гравитационный спектрометр ультрахолодных нейтронов. С его помощью можно измерять скорости нейтронов около 4 м/с с относительным разрешением около $1,5 \cdot 10^{-2}$ и с абсолютным разрешением по энергии $\sim 3 \cdot 10^{-9}$ эВ.

Ультрахолодные нейтроны, прекрасно отражающиеся от зеркал, могут быть использованы для построения оптических анастигматических систем при условии коррекции хроматической абберации, обусловленной силой тяжести. В Гренобле уже построен двухзеркальный нейтронный микроскоп с 50-кратным увеличением.

10.6. Реакции захвата нейтронов ядрами

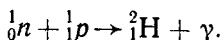
В данном параграфе мы рассмотрим реакции (n, γ) , (n, p) , (n, α) и $(n, 2n)$.

10.6.1. Радиационный захват (n, γ)

На рис. 9.5 (§ 9.4.1) представлена энергетическая зависимость сечения радиационного захвата нейтронов ядрами серебра. При низких энергиях вплоть до первого резонанса сечение меняется как $1/v$. Это общий закон, установленный Гамовым для всех реакций такого типа.

Рассмотрим мишени, ядра которых имеют большие значения отношения N/Z . Если ядро мишени находится вблизи границы стабильности (см. рис. 6.3), то образовавшееся ядро может оказаться неустойчивым по отношению к β^- -распаду. Именно таким образом в ядерных реакторах деления получают интенсивные источники искусственных радионуклидов. Процессы радиационного захвата также используются для измерения потока нейтронов путем облучения специально подобранных мишеней.

10.6.1.1. *Захват медленных нейтронов.* Простейшей реакцией такого типа является захват нейтронов ядрами водорода:

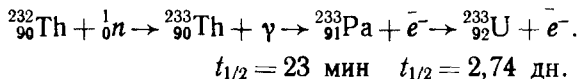


Необходимо учитывать существование этой реакции в природе при строительстве реакторов, поскольку все защитные экраны, окружающие активную зону реактора и предназначенные для поглощения нейтронов, оказываются источниками γ -квантов.

Реакции захвата нейтронов имеют важное практическое применение при использовании в качестве мишеней двух тяжелых элементов.

а) В случае ядер урана ${}^{238}\text{U}$ захват нейтрона является первой в последовательности реакций, ведущих к образованию трансурановых элементов и в конечном итоге к образованию плутония ${}^{239}\text{Pu}$ (см. § 6.7.1). В энергетической зависимости сечения захвата нейтронов наблюдается несколько резонансных пиков, в частности имеется пик при энергии нейтронов около 10 эВ.

б) В случае захвата нейтронов ядрами тория имеет место не менее важная последовательность реакций:



Изотоп урана ${}^{233}\text{U}$ не существует в природных условиях, поскольку он является радиоактивным и распадается по α -каналу с периодом полураспада около $1,63 \cdot 10^5$ лет.

10.6.1.2. *Радиационный захват быстрых нейтронов.* Для всех ядер эффективные сечения радиационного захвата нейтронов меньше 1б. В случае некоторых ядер, таких, как ${}^{133}\text{Ba}$ ($N = 82$), ${}^{208}\text{Pb}$ ($N = 126$), ${}^{209}\text{Bi}$ ($N = 126$), эффективные сечения исключительно малы — порядка 2 мб. Это объясняется тем, что числа 82 и 126 являются магическими числами и ядра с таким числом нейтронов исключительно стабильны.

10.6.2. Реакции захвата нейтронов (n, p) и (n, α)

10.6.2.1. Реакция захвата (n, p).

1. Медленные нейтроны (табл. 10.6). Реакция возможна только в том случае, если энергия, сообщаемая ядру мишени, достаточна для того, чтобы образовавшийся протон смог преодолеть барьер промежуточного ядра. Высота этого потенциального барьера тем меньше, чем меньше заряд ядра мишени. Следовательно, такого рода реакции доступны для наблюдения только в случае легких ядер.

Таблица 10.6. Некоторые экзоэнергетические реакции рассеяния нейтронов на ядрах с образованием протонов и α -частиц

Реакция	Q , МэВ	Сечение рассеяния тепловых нейтронов, б	Относительное содержание изотопа в природных условиях, %
${}^3_2\text{He} (n, p) {}^3_1\text{H}$	0,7637	5400 ± 300	$1 - 10 \cdot 10^{-5}$
${}^{14}_7\text{N} (n, p) {}^{14}_6\text{C}$	0,626	$1,76 \pm 0,05$	100
${}^{35}_{17}\text{Cl} (n, p) {}^{35}_{16}\text{S}$	0,62	$0,79 \pm 0,05$	75,4
${}^6_3\text{Li} (n, \alpha) {}^3_1\text{H}$	4,785	945	7,4
${}^{10}_5\text{B} (n, \alpha) {}^7_3\text{Li}$	2,791	4017 ± 32	18,83

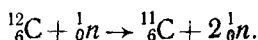
2. Теперь рассмотрим случай быстрых нейтронов. Для большого числа эндонергетических (n, p)-реакций пороговая энергия достаточно мала. Сразу же за порогом реакции сечение захвата нейтронов растет и затем перестает меняться, когда энергия начальных нейтронов становится больше суммы пороговой энергии и высоты потенциального барьера.

10.6.2.2. *Реакция захвата (n, α)*. Поскольку высота потенциального барьера для α -частиц в 2 раза больше, чем для протона, такие реакции сравнительно редки, и в случае медленных нейтронов пока что наблюдались только две реакции захвата нейтронов с испусканием α -частиц (табл. 10.6). Реакция ${}^6_3\text{Li} (n, \alpha) {}^3_1\text{H}$ используется для получения трития.

10.6.3. Реакция ($n, 2n$)

При энергиях начальных нейтронов, превышающих несколько мегаэлектронвольт, открываются новые каналы взаимодействия, из которых реакция ($n, 2n$) представляет определенный практический интерес. Она осуществляется с помощью нейтронов, получаемых от ускорителей низкой энергии. Пороговая энергия реакции определяется энергией связи нейтрона в ядре мишени: она изменяется от 1,67 МэВ для ядра ${}^9_4\text{Be}$ до 20 МэВ для ядра ${}^{12}_6\text{C}$. Образующееся ядро является изотопом ядра мишени с меньшим содержанием нейтронов и по этой причине претерпевает, как правило, β^+ -распад.

Одной из эндонергетических реакций этого типа с наибольшими значениями пороговой энергии является реакция



Этот процесс используется для детектирования очень быстрых нейтронов. Метод основан на измерении β^+ -активности изотопа углерода ${}^{11}_6\text{C}$ (период полураспада которого равен 20,35 мин), образующегося, например, в кристалле антрацена или в жидком органическом сцинтилляторе. В оптимальных условиях этот метод позволяет измерять плотность потока нейтронов с энергией около 30 МэВ, равную $1 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Деление ядер, ядерные реакторы деления

11.1. Деление ядер, простейшие модели

11.1.1. Модель жидкой капли, граница стабильности ядер по отношению к спонтанному делению

Модель жидкой капли позволяет построить простой и наглядный механизм процесса деления ядер.

11.1.1.1. *Вынужденное деление ядра.* Пусть некоторая частица падает на ядро, поглощается в нем и переводит его в возбужденное состояние. Энергия возбуждения равномерно распределяется в ядре, оно вследствие этого деформируется, и в нем возникают колебания формы.

Если энергия возбуждения мала, то ядро принимает форму эллипсоида вращения, в котором распределение положительных зарядов уже не является сферически-симметричным, что приводит к уменьшению энергии их электростатического взаимодействия. В самом деле, среднее расстояние между зарядами увеличивается. Поверхность ядра тоже увеличивается, а это приводит к увеличению поверхностной энергии. Если приращение поверхностной энергии больше уменьшения электростатической энергии, то ядро некоторое время сохраняет форму эллипсоида вращения, а затем после ряда колебаний возвращается к исходной форме. При этом оно отдает энергию возбуждения, испуская квант. Это радиационный захват ядром частицы α , в сокращенной записи (α, γ) .

Если же энергия возбуждения достаточно велика, то амплитуда колебаний может стать столь значительной, что это приведет к образованию перетяжки в центральной части ядра (рис. 11.1, стадия 3). Как и в случае жидкой капли, каждый из фрагментов стремится принять сферическую форму, что приводит к еще большему сужению перетяжки (стадия 4). Оба образующихся таким образом осколка заряжены положительно, и вследствие кулоновского отталкивания они полностью разделяются (стадия 5) и разлетаются с большой скоростью в противоположные стороны (стадия 6), в чем и состоит деление ядра.

11.1.1.2. *Спонтанное деление ядер.* Рассмотрим сферическое ядро радиусом R_0 (1 на рис. 11.1). Чтобы оно было стабильно по отношению к спонтанному делению, оно должно быть стабильным по отношению к малым деформациям формы, приводящим к образованию эллипсоида вращения с большой полуосью a и малой полуосью b (см. рис. 11.1, стадия 2). Вследствие несжимаемости ядерной

жидкости объем сферы $(4/3) \pi R_0^3$ равен объему эллипсоида вращения $(4/3) \pi a b^2$. Эллипсоид вращения можно характеризовать малым параметром ϵ , который определяется соотношениями

$$\begin{aligned} a &= R_0(1 + \epsilon), \\ b &= \frac{R_0}{(1 + \epsilon)^{1/2}}. \end{aligned} \quad (11.1)$$

Упругие силы поверхностного натяжения ядерной жидкости стремятся вернуть ядро к первоначальной сферической форме. В противоположность этому два положительных заряда с центрами

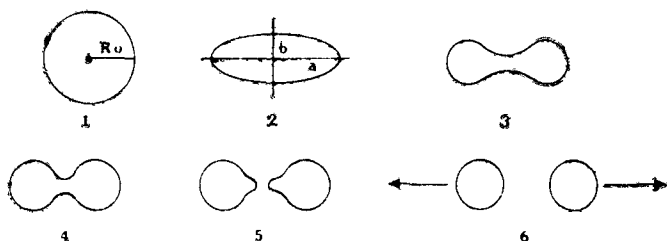


Рис. 11.1. Деформация ядра в процессе симметричного деления.

в фокусах эллипсоида стремятся увеличить деформацию и разделить ядро на два осколка одинаковой массы (см. рис. 11.1).

Энергия сил поверхностного натяжения эллипсоида приближенно может быть записана в виде

$$E_s = a_s A^{2/3} \left(1 + \frac{2}{5} \epsilon^2 + \dots \right). \quad (11.2)$$

Электростатическая энергия ядра, имеющего форму эллипсоида вращения, дается выражением

$$E_c = a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} \left(1 - \frac{\epsilon^2}{5} - \dots \right). \quad (11.3)$$

Поэтому полное изменение энергии, обусловленное деформацией ядра, равно

$$\Delta E = \frac{2}{5} \epsilon^2 \left(a_s A^{2/3} - \frac{1}{2} a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} \right). \quad (11.4)$$

Сферическая форма ядра не будет устойчивой и деление ядра произойдет мгновенно, если энергия эллипсоидальных деформаций отрицательна, т. е. если

$$\frac{1}{2} a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} > a_s A^{2/3},$$

или

$$Z^2/A > 2a_s/a_c. \quad (11.5)$$

Величина Z^2/A называется параметром деления. Таким образом, граница ядер, устойчивых по отношению к спонтанному делению, определяется значением параметра деления, равным

$$\frac{Z^2}{A} = 2 \frac{a_s}{a_c}.$$

Очевидно, что численное значение этой границы в значительной степени зависит от принимаемых значений параметров a_s и a_c . На рис. 11.2 представлена зависимость параметра деления от Z для наиболее тяжелых ядер при $2(a_s/a_c) = 44,5$. Предсказываемый предел стабильности ядер оказывается расположенным между значениями Z , равными приблизительно 110 и 120, что удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными, хотя в расчетах не учитывалось влияние нуклонных оболочек ядер.

Ядра со значениями параметра деления, меньшими $2(a_s/a_c)$, тоже делятся спонтанно, но их времена жизни тем больше, чем меньше их параметр деления. Это явление полностью аналогично туннельному эффекту, рассмотренному ранее при изучении процессов α -распада. На рис. 11.3 представлены соответствующие экспериментальные данные. Из него явствует, что в действительности спон-

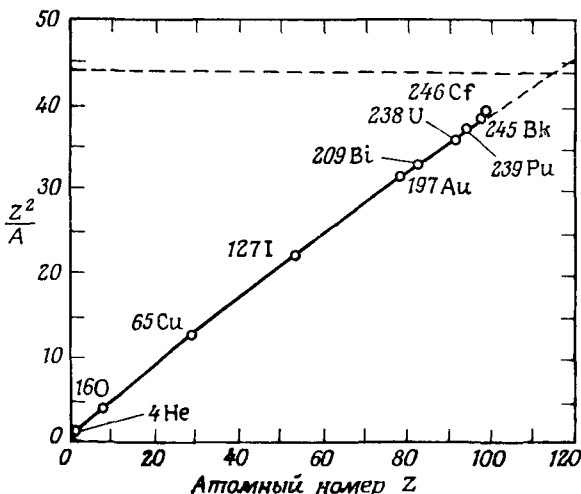


Рис. 11.2. Зависимость параметра деления Z^2/A от атомного числа Z ядра. Предел стабильности по отношению к спонтанному делению ядер взят равным $Z^2/A \approx 44,5$.

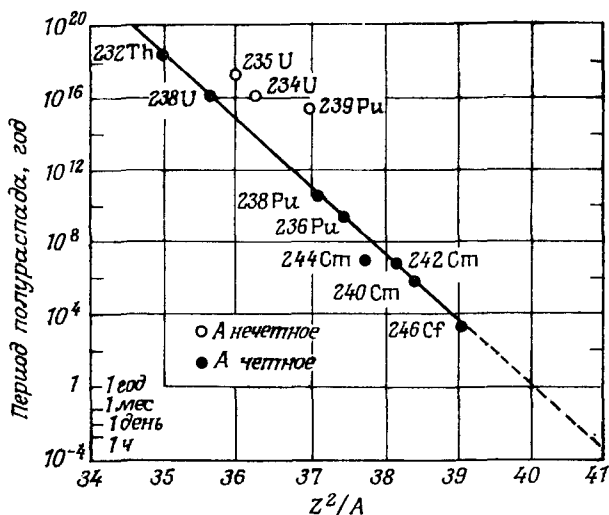


Рис. 11.3. Зависимость периода полураспада спонтанного деления ядер от параметра деления.

танное деление ядер наблюдается вплоть до значения параметра деления, равного приблизительно 35. В своем простейшем виде модель жидкой капли объясняет лишь симметричное деление ядер, вероятность которого минимальна (см. рис. 11.6). Все это показывает, что упрощенное глобальное представление ядра не позволяет объяснить все закономерности процессов деления ядер.

11.1.2. Модель прямоугольного потенциального барьера

Рассмотрим два осколка деления с одинаковой массой и предположим, что они существовали внутри ядра еще до его деления. Для описания спонтанного деления ядер мы можем применить математический аппарат, ранее уже использованный при рассмотрении эффекта туннелирования частицы сквозь потенциальный барьер. Пусть каждый из осколков имеет шарообразную форму с радиусом

$$R_0 = r_0 \left(\frac{A}{2} \right)^{1/3}.$$

Можно считать, что, когда расстояние между центрами двух осколков меньше $2R_0$, они находятся внутри потенциальной ямы и система стабильна. Но при $r > 2R_0$ два осколка полностью разделены в пространстве, как это и имеет место на заключительной стадии процесса деления.

Самая простая модель — прямоугольный потенциальный барьер радиусом R_0 и высотой, равной энергии электростатического взаимодействия осколков, центры которых находятся на расстоянии $2R_0$:

$$V = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{(Z/2)^2 e^2}{2R_0}.$$

Каждый из осколков находится в такой потенциальной яме на энергетической высоте Q , которая равна энергии, выделяющейся при делении ядра (рис. 11.4).

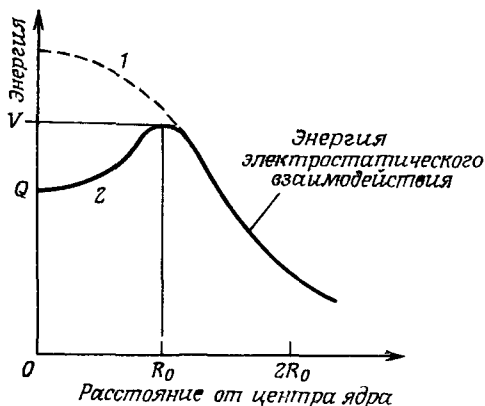


Рис. 11.4. Форма ядерных потенциалов взаимодействия двух фрагментов, используемых для описания процесса спонтанного деления ядер. 1 — в случае самопроизвольного мгновенного деления; 2 — в случае квантовомеханического туннельного прохождения через потенциальный барьер.

1. Случай $Q > V$. Устойчивое состояние ядра невозможно. Потенциальная энергия взаимодействия двух осколков деления представлена кривой 1 на рис. 11.4. Из рисунка явствует, что ядро не может быть стабильным и должно мгновенно делиться. Это соответствует рассмотренному выше случаю $(Z^2/A) > 2 (a_s/a_c)$ [см. формулу (11.5)].

2. Случай $Q < V$. В этом случае потенциальная энергия взаимодействия осколков деления представляется кривой 2 на рис. 11.4. Форму кривой 2 можно рассчитать в предположении, что деформированное ядро имеет форму эллипсоида вращения.

С увеличением глубины в потенциальной яме (разности $V - Q$) увеличивается ширина потенциального барьера, в связи с чем очень быстро уменьшается вероятность туннелирования осколков через потенциальный барьер. Так, например, для изотопа урана ^{238}U разность $V - Q$ близка к 5 МэВ и период спонтанного деления составляет около $5,9 \cdot 10^{15}$ лет. Это соответствует тому, что за 1 ч произойдет деление 34 ядер в одном грамме изотопа урана ^{238}U . В табл. 11.1 приведены периоды спонтанного деления некоторых ядер ($Z = 90, 92, 94, 95$), которые сравниваются с периодами α -распада этих же самых ядер. В случае самых тяжелых ядер пе-

риоды их полураспада по каналу спонтанного деления намного превышают соответствующие периоды полураспада с испусканием α -частиц. Таким образом, процессы спонтанного деления практически не играют никакой роли в работающих ядерных реакторах деления. Но они играют важную роль при запуске реакторов, поскольку дают начальные нейтроны.

Таблица 11.1. Периоды полураспада по каналу спонтанного деления и по α -каналу некоторых тяжелых ядер

Ядро	Период полураспада по каналу спонтанного деления	Период полураспада по α -каналу
${}_{90}^{232}\text{Th}$	$1,3 \cdot 10^{18}$ лет	$1,41 \cdot 10^{10}$ лет
${}_{92}^{235}\text{U}$	$1,9 \cdot 10^{17}$ лет	$7,1 \cdot 10^8$ лет
${}_{92}^{238}\text{U}$	$5,9 \cdot 10^{15}$ лет	$4,5 \cdot 10^9$ лет
${}_{94}^{238}\text{Pu}$	$4,9 \cdot 10^{10}$ лет	89,6 лет
${}_{94}^{239}\text{Pu}$	$5,5 \cdot 10^{15}$ лет	$24,3 \cdot 10^3$ лет
${}_{94}^{240}\text{Pu}$	$1,3 \cdot 10^{11}$ лет	$6,6 \cdot 10^3$ лет
${}_{91}^{242}\text{Pu}$	$7 \cdot 10^{10}$ лет	$3,5 \cdot 10^5$ лет
${}_{95}^{241}\text{Am}$	$2,3 \cdot 10^{14}$ лет	432,6 лет

Теперь рассмотрим процесс вынужденного деления ядра в результате его соударения с нейтроном. При любом механизме этого процесса захват нейтрона ядром сопровождается передачей ему некоторой энергии W . Возможны два случая.

1. Случай $W > V - Q$. Ядро претерпевает деление независимо от кинетической энергии налетающего нейтрона. Реакция происходит и при возбуждении ядер тепловыми нейтронами, для которых эффективное сечение взаимодействия с ядрами очень велико. Это относится к ядрам с нечетными значениями числа N , как, например, изотопы урана ${}_{92}^{233}\text{U}$, ${}_{92}^{235}\text{U}$, плутония ${}_{94}^{239}\text{Pu}$, америция ${}_{95}^{240}\text{Am}$ и др. Среди них элементы, используемые сейчас и пригодные для использования в будущем в качестве ядерного топлива при производстве атомной энергии.

2. Случай $W < V - Q$. В этом случае налетающий нейтрон должен обладать значительной кинетической энергией для преодоления потенциального барьера. Таким образом, реакция имеет ярко выраженный энергетический порог. В первом приближении оказывается, что для ядер с $Z < 90$ порог реакции тем больше, чем меньше

массовое число ядра. В качестве примера приведем пороговые значения энергий для некоторых ядер:

$^{242}_{95}\text{Am}$	6,4 МэВ	$^{232}_{91}\text{Pa}$	6,2 МэВ
$^{237}_{94}\text{Np}$	0,4 МэВ	$^{232}_{90}\text{Th}$	1,3 МэВ
$^{239}_{92}\text{U}$	6,2 МэВ	$^{209}_{83}\text{Bi}$	60 МэВ
$^{238}_{92}\text{U}$	0,9 МэВ		

Деление этих ядер невозможно вызвать действием тепловых нейтронов. Эти ядра обычно образуются в реакторах-размножителях.

Цепная ядерная реакция возможна только в том случае, если кинетическая энергия нейтронов, образующихся в результате деления, больше пороговой энергии реакции деления. Отсюда следует, что невозможно построить ядерный реактор, скажем, на висмуте.

11.1.3. Оболочечная модель ядра

В простейшей модели жидкой капли потенциальный барьер деления имеет только один горб (см. рис. 11.4). В 1966 г. для определения более точного вида потенциала, ответственного за деление ядер, Струтинский попытался учесть влияние нуклонных оболочек ядер. Он показал, что для актинидов ядерный потенциал имеет два горба (рис. 11.5).

Вторая потенциальная яма, расположенная между двумя этими горбами, имеет глубину около 3 МэВ для ядер, расположенных вблизи плутония. В ней имеется некоторое число метастабильных состояний ядер с временами жизни от 10^{-17} до 10^{-3} с. Это изомерные состояния, существование которых обусловлено отличием формы ядра от сферических. В таких возбужденных состояниях ядро имеет

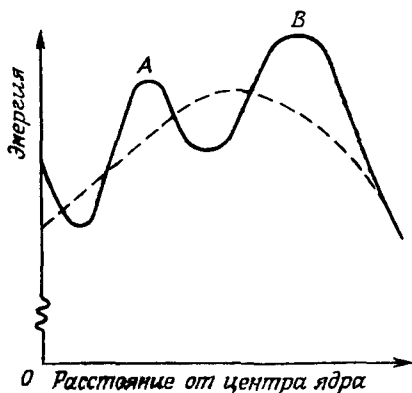


Рис. 11.5. Двугорбый потенциал с глубиной второй потенциальной ямы около 3 МэВ, используемый в модели ядерных оболочек для описания процесса деления ядер. Штриховой линией изображена форма потенциала, отвечающего модели жидкой капли.

форму эллипсоида вращения с отношением длин большой и малой его осей, равным примерно двум. Всего насчитывается около 30 изомеров формы в области ядер от урана до берклия. Все они соответствуют основному состоянию, обусловленному второй потенциальной ямой, или одному из возбужденных уровней этого состояния в том случае, когда имеется несколько изомеров. Эти изомеры делятся на более легкие ядра с периодами полураспада от 14 мс до нескольких десятков пикосекунд, причем нижняя граница есть предел разрешения аппаратуры. В качестве примера укажем, что один из изомеров плутония ^{239}Pu имеет период полураспада ~ 8 мс и электрический квадрупольный момент, равный 34—39 б. Отсюда для отношения полуосей эллипсоида получаем значение $a/b = 2,0 \pm 0,1$.

У некоторых ядер, близких к торию, имеется еще одна впадина, расположенная примерно посередине горба B , так что всего уже три горба. Третья впадина соответствует потере симметрии ядром, не имеющим более формы эллипсоида вращения. В таком случае ядро имеет грушевидную форму и делится на два осколка разной массы: тяжелый и легкий. Время жизни таких несимметричных ядер столь мало, что не допускает прямого измерения.

Замечание До сих пор мы считали, что ядро делится на два осколка. Однако ничто не запрещает образования более чем двух осколков деления. В некоторых случаях при делении ядра образуется два тяжелых осколка и одна α -частица (ядро гелия), обладающая высокой энергией (от 10 до 40 МэВ). Было установлено, что эта частица испускается прямо из делящегося ядра и является равноправным фрагментом деления точно так же, как и два других тяжелых осколка. Она испускается из перетяжки между двумя тяжелыми осколками, образующейся в момент деления ядра (см рис. 11.5). В случае деления ядер урана ^{235}U вероятность таких процессов с образованием трех фрагментов в конечном состоянии примерно в 300—400 раз меньше, чем обычных процессов деления, в которых образуются только два осколка в конечном состоянии. Возможны также трехосколочные процессы деления с приблизительно одинаковыми массами всех трех осколков. Вероятность таких процессов примерно в 5000 раз меньше вероятности процессов деления по обычному двухчастичному каналу. Если энергия возбуждения начального ядра достаточно велика, то возможны также процессы деления с образованием четырех осколков.

11.2. Специфика реакций деления

11.2.1. Высвобождаемая энергия

Рассмотрим случай деления ядер урана $^{238}_{92}\text{U}$. Пренебрежем испусканием нейтронов и предположим, что ядро делится на два полностью симметричных осколка, каждый из которых имеет массовое число $A/2 = 119$ и атомный номер $Z/2 = 46$. Для делящегося ядра урана ^{238}U средняя энергия связи на нуклон равна 7,60 МэВ, тогда как для каждого образовавшегося ядра-осколка эта величина

составляет около 8,45 МэВ (см. рис. 1.1). Таким образом, в результате деления освобождается энергия, равная

$$Q = 238(8,45 - 7,60) = 200 \text{ МэВ.}$$

Это весьма приближенная оценка, поскольку мы не учитывали быстрые нейтроны, которые также испускаются при делении ядра урана.

Тем не менее высвобождающаяся энергия велика и в десятки раз превышает количество выделяющейся энергии в большинстве ядерных реакций. Правда, это не означает, что в реакциях деления освобождается больше энергии, чем в любых других двухчастичных ядерных реакциях, в расчете на одинаковую массу.

11.2.2. Осколки деления

Деление ядер может происходить самым различным образом, и число способов их деления велико. Так, например, при вынужденном делении ядер урана ^{235}U под действием тепловых нейтронов наблюдается около тридцати различных способов их деления с образованием около шестидесяти самых разных осколков деления.

Каждый канал деления обладает определенной вероятностью своего открытия (своей реализации). На рис. 11.6 приведены относительные вероятности (в процентах по отношению к общему числу делений) образования различных фрагментов в зависимости от их массовых чисел для случая вынужденного деления ядер урана ^{235}U

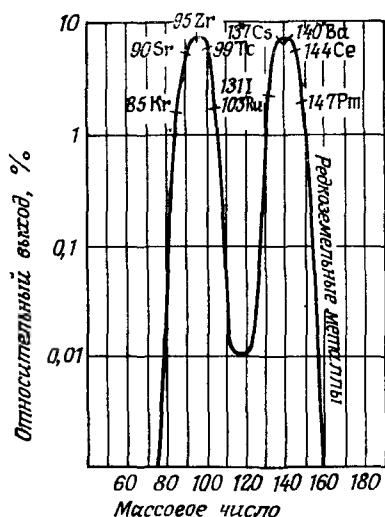


Рис. 11.6. Зависимость относительного выхода осколков деления ядра U урана ^{235}U от их массовых чисел при возбуждении урана тепловыми нейтронами.

под действием тепловых нейтронов. В случае близлежащих к этому изотопу урана ядер ^{233}U , ^{239}Pu получаются аналогичные кривые. При одинаковом числе образующихся фрагментов деления минимум этих кривых тем менее ярко выражен, чем более быстрые нейтроны испускаются в процессе деления.

11.2.3. Роль быстрых нейтронов

При делении ядер одновременно с образованием двух фрагментов деления испускаются также несколько быстрых нейтронов. Эти нейтроны способны вызывать новые процессы деления ядер, при которых возникают новые быстрые нейтроны и т. д. Таким образом, оказывается возможным осуществление цепной ядерной реакции. Неуправляемая цепная ядерная реакция имеет место при взрывах атомных бомб, а управляемая цепная ядерная реакция идет в ядерных реакторах деления.

11.3. Сечения реакций деления

В табл. 11.2 приведены сечения деления ядер под действием тепловых нейтронов, сечения поглощения тепловых нейтронов, равные сумме сечений всех процессов захвата нейтронов с образованием любых других частиц, отличных от нейтрона, сечения радиационного захвата нейтронов, а также некоторые другие физические величины, которые будут рассмотрены ниже.

Как и ранее, мы разделим ядра на две категории в зависимости от того, делятся ли они при бомбардировке их тепловыми нейтронами или нет.

Таблица 11.2. Некоторые характеристики взаимодействия с ядрами ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu тепловых (300 К) и быстрых нейтронов, образующихся в реакторе Супер-Феникс.

Ядро	$^{233}_{92}\text{U}$		$^{235}_{92}\text{U}$		$^{239}_{94}\text{Pu}$	
	Тепловые	Быстрые	Тепловые	Быстрые	Тепловые	Быстрые
$\sigma_f^1)$, б	531	2,79	582	1,81	742,5	1,76
$\sigma_a^1)$, б	585	3,33	687	2,33	1018	2,22
$\sigma_d^1)$, б	8,2	2	13,8	1,5	7,7	4
ν	2,479	2,53	2,416	2,43	2,862	2,94
η	2,287	2,27	2,068	1,88	2,108	3
β	0,0026	0,0026	0,0065	0,0065	0,0021	0,0021

¹⁾ Здесь σ_f — сечение деления, σ_a — сечение поглощения, σ_d — сечение рассеяния.

11.3.1. Ядра первой группы (рис. 11.7)

В этом случае эффективные сечения деления, достаточно большие при малых энергиях тепловых нейтронов, быстро уменьшаются с увеличением энергии нейтронов по закону $1/v$. В области энергий от нескольких электронвольт до 60 эВ наблюдается серия узких резонансных пиков, ширина которых меньше 1 эВ, а отношение высоты к ширине основания лежит в пределах от 10 до 100. Формула Брейта — Вигнера имеет вид

$$\sigma_f = \pi \lambda_n^2 \frac{\Gamma_n \Gamma_f}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4}. \quad (11.6)$$

Здесь Γ_f и Γ_n — парциальные ширины канала деления и канала испускания нейтрона, соответственно. Величина Γ_f обычно в 2—3 ра-

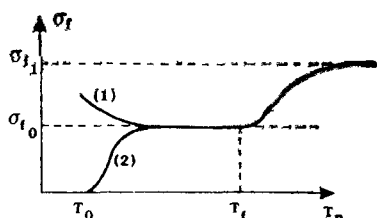


Рис. 11.7. Зависимость эффективного сечения деления от энергии начальных бомбардирующих нейтронов.

за больше величины Γ_n , а ее среднее значение приблизительно равно 0,1 эВ. И наконец, в интервале от 1 до 6 МэВ эффективное сечение становится приблизительно постоянным (см. рис. 11.7) и равным величине σ_{f_0} , даваемой формулой Брейта — Вигнера:

$$\sigma_{f_0} = \pi r_0^2 \frac{\Gamma_f}{\Gamma_f + \Gamma_n} = (\pi r_0^2) f_0. \quad (11.7)$$

11.3.2. Ядра второй группы

Выше порога реакции сечение деления растет сначала по экспоненте, а затем становится приблизительно постоянным (см. рис. 11.7). Выше 6 МэВ сечение снова начинает расти, что связано с открытием нового канала реакции ($n, n'f$), в которой нейтрон n' испускается промежуточным ядром, разлетающимся затем на два осколка. Порог этой реакции равен высоте E_f потенциального барьера промежуточного ядра, определяющего его деление. При дальнейшем увеличении энергии начальных нейтронов эффективное сечение стремится к постоянному значению, равному σ_{f_1} .

Напомним, что при практическом использовании деления для осуществления управляемой ядерной цепной реакции более удобны тепловые нейтроны, поскольку их сечения взаимодействия с ядрами

очень велики. При таком подходе к ядерному топливу добавляют замедлитель (тяжелую воду, графит, обычную воду), который замедляет нейтроны до тепловых скоростей, не поглощая их.

11.4. Получение атомной энергии

Энергию, выделяемую при делении ядра, с учетом энергии, выделяемой в процессах распада продуктов деления, можно найти, вычтя из полной массы начальной системы до деления (нейтрон + делящееся ядро) полную массу конечной системы (состоящей из образовавшихся нейтронов и двух ядер-осколков) (табл. 11.3)¹⁾.

Таблица 11.3. Баланс энергии и ее распределение по фрагментам распада при делении ядер урана ^{235}U под действием тепловых нейтронов

Вид энергии	Выделяющаяся энергия, МэВ	Во времени
Кинетическая энергия фрагментов деления	$166,2 \pm 1,3$	Мгновенно
Энергия γ -квантов, образующихся при делении	$8,0 \pm 0,8$	Мгновенно
Кинетическая энергия нейтронов деления	$4,8 \pm 0,1$	$\left\{ \begin{array}{l} 99 \% \text{ мгновенно,} \\ 1 \% \text{ с запаздыванием} \\ \text{С запаздыванием} \end{array} \right.$
Кинетическая энергия электронов, испускаемых продуктами деления	$7,0 \pm 0,3$	
Энергия γ -квантов, испускаемых продуктами деления	$7,2 \pm 1,1$	
Энергия антинейтрино, испускаемых продуктами деления	$9,6 \pm 0,5$	
Всего	$202,8 \pm 0,6$	$\left\{ \begin{array}{l} 88 \% \text{ мгновенно} \\ 12 \% \text{ с запаздыванием} \end{array} \right.$

К этому нужно еще добавить энергию, уносимую фотонами, образующимися в процессах радиационного захвата ($\bar{\nu} - 1$) нейтронов, не участвующих в механизме цепной реакции. Соответствующая энергия равна приблизительно $6(\bar{\nu} - 1)$ МэВ и в случае урана ^{235}U составляет примерно 8,5 МэВ. В то же время электронные антинейтрино, образующиеся в процессах β^- -распада продуктов деления, не взаимодействуют с окружающим их веществом, и поэтому из полной энергии необходимо вычесть уносимую антинейтрино энергию, которая в случае урана ^{235}U составляет приблизительно 9,6 МэВ.

¹⁾ При таком способе подсчета выделяющейся энергии по разности масс начальной и конечной систем не учитываются массы электронов, испускаемых радиоактивными осколками и продуктами деления.

В результате оказывается, что при каждом делении ядра урана ^{235}U выделяется энергия, равная $(201,7 \pm 0,6)$ МэВ, причем большая часть ее высвобождается практически мгновенно, а меньшая — с некоторым запаздыванием. В случае деления других ядер получаются близкие значения высвобождающейся энергии.

Три четверти этой энергии уносится осколками деления, которые полностью останавливаются, пройдя в уране всего лишь несколько микрометров. Таким образом, их кинетическая энергия поглощается практически на месте и преобразуется в тепло. Гамма-кванты, обладающие большей проникающей способностью, проходят в ядерном топливе расстояние порядка нескольких дециметров.

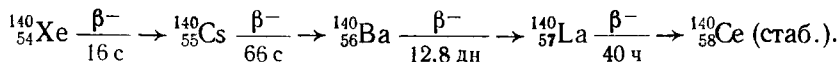
Всего при одном делении в тепло внутри активной зоны преобразуется около $(180—190)$ МэВ (почти $3 \cdot 10^{-11}$ Дж). При помощи жидкого теплоносителя это тепло переносят в теплообменник. Ядерный реактор — это тепловая машина, в которой делящееся вещество служит источником тепла. Его коэффициент полезного действия определяется циклом Карно и превышает 40 % только в случае реакторов-размножителей (воспроизводящих ядерных реакторов). Таким образом, необходимо отводить более чем 60 % ядерной энергии, преобразующиеся в тепло. При этом, чтобы быть экономически выгодными, ядерные реакторы должны обладать очень большой мощностью, и их месторасположение обычно выбирается с учетом этого требования. Отвод «неиспользованного» тепла, выделяющегося при работе реактора, является чрезвычайно важной задачей.

11.5. Образование нейтронов и радиоактивных осколков в результате деления ядер

11.5.1. Виды продуктов деления

Ядра-осколки содержат большое число нейтронов, отвечающее их содержанию в исходном ядре. Таким образом, отношение N/Z для ядер-осколков больше, чем для стабильных ядер со средними массами. В результате образовавшиеся ядра оказываются нестабильными по отношению к β^- -распаду. Иногда этот избыток нейтронов в образовавшихся ядрах настолько велик, что ядру требуется несколько β^- -переходов, прежде чем оно, наконец, попадет в зону стабильности. В результате возникают последовательности радиоактивных распадов, содержащие три, а иногда и четыре промежуточные стадии. Так появляются на свет более сотни различных видов ядер, в частности элементы, не существующие в обычных природных условиях, например, такие, как прометий $^{147}_{61}\text{Pm}$ и технеций $^{99}_{43}\text{Tc}$.

В качестве примера рассмотрим последовательность распадов



Эта цепочка распадов — одна из наиболее часто встречающихся (например, 6,3 % ядер урана делится с образованием этой последовательности распадов), и именно она лежала в основании открытия явления деления ядер.

Радиоактивность продуктов деления является главным неудобством, связанным с эксплуатацией атомных электростанций. Число радионуклидов, существующих одновременно в ядерном реакторе, слишком велико, чтобы можно было легко рассчитать изменение со временем полной активности всей массы радиоактивных элементов. Можно пользоваться следующими эмпирическими формулами, дающими зависимость от времени числа β -частиц и γ -квантов, испускаемых в 1 с после деления одного ядра изотопа урана ${}^{235}\text{U}$:

$$\text{Число } \beta\text{-частиц, испускаемых в } 1 \text{ с} = 3,8 \cdot 10^{-6} t^{-1,2},$$

$$\text{Число } \gamma\text{-квантов, испускаемых в } 1 \text{ с} = 1,9 \cdot 10^{-6} t^{-1,2}.$$

В этих формулах время t выражено в днях и за начало отсчета времени взят момент деления ядра урана.

При полном делении одного грамма изотопа урана ${}^{235}\text{U}$, в котором содержится $6,02 \cdot 10^{23} / 235 = 2,6 \cdot 10^{21}$ атомов, выделяется энергия, равная

$$2,6 \cdot 10^{21} \cdot 3 \cdot 10^{-11} = 7,8 \cdot 10^{10} \text{ Дж},$$

т. е. почти 24 МВт·ч. Предположим, что деление 1 г урана произошло достаточно быстро. Тогда по истечении одного дня ($t = 1$) будет испускаться $3,8 \cdot 10^{-6} \cdot 2,6 \cdot 10^{21} = 9,9 \cdot 10^{15}$ β -частиц в 1 с, что соответствует активности источника около 10^7 ГБк. Число γ -квантов, испускаемых за то же самое время, будет в 2 раза меньше, т. е. в отношении γ -излучения рассматриваемый источник будет обладать в 2 раза меньшей активностью.

Как мы видим, всякий ядерный реактор представляет собой радиоактивный источник с большой активностью. Это сильно усложняет конструкцию реактора деления, а также создает большие трудности с обработкой отработанного топлива. Кроме того, продукты деления, постепенно накапливаясь в активной зоне реактора, захватывают все большее число нейтронов. Это приводит к «отравлению» ядерного топлива и как следствие к уменьшению мощности реактора. Указанное явление может привести даже к полной остановке реактора. В таком случае необходима очистка топлива от вредных продуктов деления.

Наиболее распространенными продуктами деления являются элементы ^{85}Kr , ^{90}Sr , ^{137}Cs и их производные. После десяти лет хранения радиоактивных отходов активность этих элементов составляет более 90 % полной активности всех осколков деления.

11.5.2. Трансурановые элементы

Трансурановые элементы образуются в реакциях захвата нейтронов ядрами урана (или тория), имеющимися в активной зоне реактора. Кроме изотопов плутония, в реакторе образуются также нептуний и америций. Они имеют большие периоды полураспада и обладают большой токсичностью. Эти элементы следует накапливать и хранить вне активной зоны реактора. Через 1000 лет хранения радиоактивных отходов ядра этих тяжелых элементов будут основными источниками остаточной радиоактивности.

1.5.3. Нейтроны деления

При делении одного ядра урана или плутония образуется в среднем $\bar{\nu}$ нейтронов деления (см. табл. 11.2).

11.5.3.1. Мгновенные нейтроны в реакторе деления. Мгновенные нейтроны составляют более 99 % общего числа нейтронов, имеющих в реакторе деления. Мгновенные нейтроны испускаются ядрами-осколками деления, но не промежуточными ядрами. Эта гипотеза подтверждается характером энергетического спектра нейтронов и их угловым распределением. По данным вычислений, мгновенный нейтрон испускается спустя 10^{-16} — 10^{-14} с после поглощения ядром теплового нейтрона.

11.5.3.2. Запаздывающие нейтроны в реакторе деления. Урановая мишень, облучавшаяся пучком нейтронов, продолжает испускать нейтроны еще несколько минут после того, как облучение уже прекращено. Для делящегося ядра любого вида имеются шесть разных групп запаздывающих нейтронов. В каждой группе интенсивность нейтронного излучения экспоненциально уменьшается со временем (табл. 11.4).

Запаздывающие нейтроны каждой группы характеризуются параметром β_i , который равен числу нейтронов данной группы на один нейтрон деления. Сумма $\beta = \sum_i \beta_i$ меняется от одного ядра к другому. Параметры β_i указаны в табл. 11.2 и 11.4.

Сначала считалось, что эти нейтроны образуются в результате реакции (γ, n) , вызванной γ -квантами, испускаемыми осколками деления, но наблюдаемая зависимость нейтронного излучения от времени не подтвердила эту гипотезу. В конечном счете оказалось, что наличие этих нейтронов связано с распадом некоторых радиоактивных ядер-осколков деления.

Таблица 11.4. Основные характеристики шести видов запаздывающих нейтронов

Источник			$\beta_i \cdot 10^{-5}$		
i	Постоянная распада, с^{-1}	Время жизни τ_i , с	^{235}U	^{238}U	^{239}Pu
1	0,0124	80,6	23	21	7
2	0,0305	32,8	79	142	63
3	0,111	9,0	67	128	45
4	0,301	3,3	74	257	69
5	0,14	0,88	14	75	18
6	3,01	0,33	9	27	9
Всего:			266	650	211

Примечание: Для ^{235}U величина $\beta=1480 \cdot 10^{-5}$.

Например, группа нейтронов с наибольшим периодом полураспада связана с образованием ядра ^{87}Br . Это ядро, распадаясь по каналу β^- -распада с периодом 55,6 с, дает ядро ^{87}Kr . Тридцать распадов из ста приводят к образованию ядра ^{87}Kr в основном состоянии, и цепочка радиоактивных распадов имеет свой обычный вид (рис. 11.8). Но 70 распадов из 100 приводят к образованию ядра ^{87}Kr в сильно возбужденном состоянии, причем энергия возбужде-

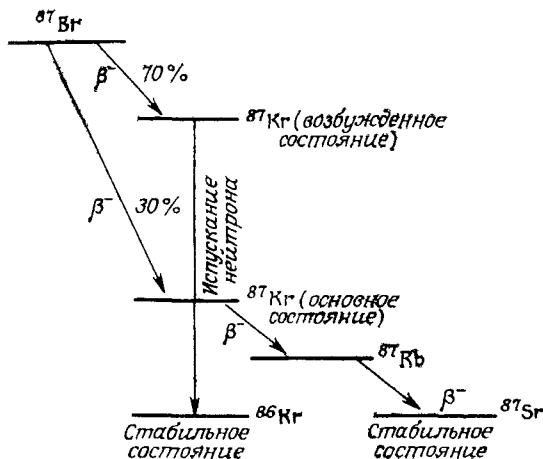


Рис. 11.8. Схема распада ядра ^{87}Br , являющегося источником запаздывающих нейтронов ($i = 1$ в табл. 11.4).

ния вполне достаточна для мгновенного испускания нейтронов и перехода к стабильному состоянию ядра ^{86}Kr , имеющему полностью заполненную нейтронную оболочку с 50 нейтронами (см. рис. 11.8). Поэтому запаздывающие нейтроны данной группы появляются после распада ядра ^{87}Br спустя время, равное приблизительно среднему времени жизни этого радионуклида.

Несмотря на их небольшое количество, запаздывающие нейтроны совершенно необходимы для обеспечения стабильной работы реактора деления. Для управления цепной реакцией в ядерный реактор вводят элемент (обычно бор или кадмий), сильно поглощающий нейтроны. Этот элемент вводится в виде стержней, длина которых в активной зоне реактора регулируется путем вдвигания и выдвигания так, чтобы мощность реактора оставалась на постоянном уровне. Такое регулирование возможно лишь при том условии, что развитие ядерной цепной реакции во времени происходит достаточно медленно, чтобы, несмотря на свою неизбежную механическую инерцию, эти управляющие стержни вовремя оказывались в нужном положении.

11.6. Устройство реактора деления

Ядерное топливо обычно вводится в реактор в виде топливных стержней. Самой важной и сложной частью реактора является система регулирования мощности реактора с помощью поглотителей нейтронов. Эта система состоит из нескольких различных элементов, которыми являются:

1. *Управляющие стержни.* Положение стержней регулируется извне реактора. Управляющие стержни либо занимают некоторые каналы, предназначенные для топливных стержней, либо ходят по каналам, расположенным между каналами топливных стержней.

2. *Неподвижные поглотители.* В качестве неподвижных поглотителей обычно используются стержни, аналогичные или даже идентичные выше рассмотренным, которые, однако, не связаны с системой автоматического регулирования. Они устанавливаются на место при запуске реактора и служат для уменьшения чрезмерной реактивности реактора в начальный период его эксплуатации (§ 11.7.5).

3. *Выгорающие поглотители.* Это неподвижные поглотители, масса которых постепенно уменьшается в результате радиационного захвата нейтронов.

4. *Гомогенные поглотители.* Это однородные растворы поглотителей в замедлителях, когда последние жидкие. Например, гомогенным поглотителем является раствор борной кислоты в воде, который используется в ядерных реакторах типа РЭП (§ 11.10.1).

Большинство реакторов деления содержит замедлитель для замедления быстрых нейтронов, образующихся при делении ядер, до энергий, при которых они способны вызывать новые акты деления ядер. Такие реакторы называются *реакторами на тепловых нейтронах*. При использовании в качестве топлива природного урана в качестве замедлителей применяются графит или тяжелая вода. При использовании хорошо обогащенного (более 2 %) урана в качестве замедлителя можно применять обычную воду.

В некоторых реакторах замедлитель отсутствует и для возбуждения новых реакций деления используются непосредственно образующиеся нейтроны. Такие реакторы называются *реакторами на быстрых нейтронах*. К такому типу реакторов относятся *воспроизводящие реакторы (реакторы-размножители)* (§ 11.10.2.2).

11.6.1. Плотность нейтронного потока φ в любой точке реактора

Плотность нейтронов в каждой точке пространства определяется плотностью потока φ . Рассмотрим вокруг некоторой фиксированной точки пространства сферу, площадь поперечника которой равна единице. В таком случае плотность потока φ есть число нейтронов, проходящих в секунду через эту сферу.

Рассмотрим пучок нейтронов, движущихся со скоростью v . Если их плотность (число нейтронов в единице объема) равна n , то мы имеем

$$\varphi = nv. \quad (11.8)$$

Пусть нейтроны обладают непрерывным энергетическим спектром в интервале между значениями энергии E_1 и E_2 . В таком случае в единице объема будет находиться $n(E) dE$ нейтронов, энергии которых заключены в пределах от E до $E + dE$, а соответственно этому скорости — в пределах от v до $v + dv$. Плотность потока таких нейтронов будет равна

$$\varphi(E) dE = n(E) v dE.$$

Для всего спектра имеем

$$\varphi = \int_{E_1}^{E_2} \varphi(E) dE = \int_{E_1}^{E_2} n(E) v dE. \quad (11.9)$$

Эта формула справедлива при любом распределении $n(E)$.

11.6.2. Скорость реакции, мощность реактора

В каждой точке реактора нейтроны обладают определенной энергией в соответствии с энергетическим спектром, существенно зависящим от конструкции реактора. Пусть $M(v) dv$ — доля нейтро-

нов, имеющих значения скоростей в интервале от v до $v + dv$. Из определения функции $M(v)$ следует, что она нормирована на единицу:

$$\int M(v) dv = 1.$$

Пусть $\sigma(v)$ — эффективное сечение реакции деления, вызываемой нейтроном со скоростью v . Тогда

$$\langle \sigma v \rangle = \int \sigma(v) v M(v) dv.$$

Введем новую физическую характеристику R , называемую скоростью реакции. Это число актов деления, происходящих в единичном объеме за 1 с. Обозначив через N объемную плотность делящегося вещества, а через n плотность нейтронов, напомним

$$R = nN \langle \sigma v \rangle, \quad (11.10)$$

или

$$R = \varphi \Sigma_{\text{эфф}}, \quad (11.11)$$

где $\Sigma_{\text{эфф}}$ — среднее значение макроскопического эффективного сечения взаимодействия нейтрона с делящимся веществом в рассматриваемой точке пространства.

Мощность реактора, отнесенная к единице объема, пропорциональна скорости реакции, которая различна в разных точках реактора. Для всего реактора, рассматриваемого как единое целое, его мощность пропорциональна среднему значению скорости реакции, т. е. плотности потока нейтронов, усредненной по всему энергетическому спектру нейтронов, вызывающих реакции деления.

11.7. Цепная реакция

Чтобы началась цепная реакция и реактор мог давать энергию, необходим положительный баланс трех различных процессов, идущих одновременно в ядерном реакторе:

1. Образование нейтронов при делении ядер.
2. Захват нейтронов (без последующего деления) ядерным топливом и другими конструкционными материалами (замедлителем, охлаждающей жидкостью, оболочками, трубками и т. д.).
3. Утечка нейтронов из активной зоны реактора.

В момент запуска реактора в его активной зоне всегда имеется какое-то число нейтронов космического происхождения, образовавшихся в результате спонтанного деления ядер или от искусственных радиоактивных источников, специально предусмотренных для этой цели. Как только управляющие стержни, вдвинутые в активную зону при неработающем реакторе, поднимаются, сразу же начинается цепная ядерная реакция. Мощность реактора медленно на-

растает, и, когда она достигает нужного уровня, управляющие стержни частично вводятся в активную зону реактора для поддержания мощности на постоянном, заранее определенном уровне.

11.7.1. Время жизни одного поколения нейтронов

Рассмотрим n_0 тепловых нейтронов в начальный момент их взаимодействия с ядрами делящегося вещества. Назовем их первым поколением нейтронов. Некоторые из них (но не все) вызывают деление ядер и вследствие этого производят быстрые нейтроны, которые замедляются в замедлителе до тепловых скоростей. Эти нейтроны диффундируют в ядерном топливе до тех пор, пока не вызовут новых реакций деления. Такие нейтроны образуют следующее поколение (которое мы обозначим через n_1).

Необходимо некоторое среднее время a для того, чтобы произошла замена нейтронов одного поколения нейтронами другого поколения. Таким образом, a есть среднее время жизни нейтронов одного поколения. Для реакторов на тепловых нейтронах время a по порядку величины равно 10^{-4} — 10^{-3} с, а для реакторов на быстрых нейтронах оно приблизительно равно 10^{-6} с.

11.7.2. Эффективный коэффициент размножения нейтронов

Эффективным коэффициентом размножения нейтронов $k_{\text{эфф}}$ называется отношение числа нейтронов в одном поколении к их числу в предыдущем поколении, взятых на одинаковой стадии их временной эволюции:

$$k_{\text{эфф}} = \frac{n_1}{n_0}. \quad (11.12)$$

В зависимости от величины этого коэффициента различают три режима работы реактора:

а) Надкритический режим работы реактора, когда $k_{\text{эфф}} > 1$, $\rho > 0$ (§ 11.7.5). Этот режим имеет место при запуске реактора.

б) Критический режим работы реактора, когда $k_{\text{эфф}} = 1$, $\rho = 0$. В этом случае управляющие стержни опущены в активную зону до такого уровня, что обеспечивается постоянство мощности реактора.

в) Подкритический режим работы реактора, когда $k_{\text{эфф}} < 1$, $\rho < 0$. Этот режим имеет место при остановке реактора, когда управляющие стержни полностью опущены и мощность реактора постепенно уменьшается.

11.7.3. Период T реактора

При эволюции нейтронов от одного поколения к другому их число меняется по закону

$$\frac{dn}{dt} = \frac{k_{\text{эфф}} - 1}{a} n.$$

Отсюда получаем

$$n = n_0 \exp\left(\frac{k_{\text{эфф}} - 1}{a}\right) t. \quad (11.13)$$

Периодом, или экспоненциальным периодом¹⁾, реактора называется величина

$$T = \frac{a}{k_{\text{эфф}} - 1}. \quad (11.14)$$

Очевидно, что T есть время, за которое число нейтронов деления увеличится или уменьшится в $e = 2,718282 \dots$ раз.

Например, при $a = 0,001$ с и $k_{\text{эфф}} = 1,005$ с имеем $n = n_0 e^{5t}$. По истечении 1 с получаем $n \approx 150n_0$. Таким образом, каждую секунду мощность реактора увеличивается в 150 раз. Это слишком быстрый рост мощности. Управление реактором невозможно, если развитие цепной реакции определяется только мгновенными нейтронами деления.

11.7.4. Роль запаздывающих нейтронов деления

Чтобы понять роль запаздывающих нейтронов, заменим параметр a средним эффективным временем жизни одного поколения τ :

$$\tau = (1 - \beta) a + \sum_{i=1}^6 \beta_i \tau_i. \quad (11.15)$$

Время τ значительно больше величины a и по порядку величины равно 0,1 с. Таким образом, при $k_{\text{эфф}} = 1,005$ имеем $n = n_0 e^{0,05t}$. Следовательно, по истечении 1 с мощность реактора увеличится только на 5 % и управление реактором становится возможным.

11.7.5. Реактивность ρ реактора

Пусть в некоторый момент времени t имеется n нейтронов и c_i ядер, дающих при своем распаде нейтроны i -й группы. Величины n и c_i должны быть приведены к одинаковой размерности. Например,

¹⁾ Это второе наименование не соответствует природе рассматриваемой физической величины, которая по своему физическому смыслу аналогична среднему времени жизни в теории радиоактивности.

они могут иметь размерности плотности, т. е. определять число нейтронов и соответствующих ядер в единице объема. В промежуток времени от t до $t + dt$ исчезнет $n (dt/a)$ нейтронов, которые создадут $k_{эфф} (1 - \beta) n (dt/a)$ нейтронов другого поколения и $k_{эфф} \beta_i n (dt/a)$ ядер, дающих запаздывающие нейтроны i -й группы в количестве, равном $\lambda_i c_i$. В результате получаем систему уравнений

$$\begin{aligned}\frac{dn}{dt} &= k_{эфф} (1 - \beta) \frac{n}{a} - \frac{n}{a} + \sum_{i=1}^6 \lambda_i c_i, \\ \frac{dc_i}{dt} &= k_{эфф} \beta_i \frac{n}{a} - \lambda_i c_i.\end{aligned}$$

Решения этой системы имеют вид $e^{\omega t}$. Подставляя предполагаемое решение в исходную систему, приходим к уравнению Нордхейма

$$a = k_{эфф} (1 - \beta) - 1 + k_{эфф} \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i \lambda_i}{\lambda_i + \omega}. \quad (11.16)$$

Оно может быть переписано в виде

$$k_{эфф} - 1 = a\omega + k_{эфф} \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i \omega}{\lambda_i + \omega}.$$

Введем реактивность реактора

$$\rho = \frac{k_{эфф} - 1}{k_{эфф}}, \quad \text{т. е.} \quad k_{эфф} = \frac{1}{1 - \rho}. \quad (11.17)$$

Теперь уравнение Нордхейма принимает вид

$$\rho = \frac{a\omega}{1 + a\omega} + \frac{1}{1 + a\omega} \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i \omega}{\lambda_i + \omega}.$$

Это — алгебраическое уравнение седьмого порядка по ω . Его решение приводит к семи различным значениям ω и, соответственно, дает n в виде

$$n = \sum_{k=0}^6 A_k e^{i\omega_k t}, \quad (11.18)$$

где значения A_k находятся из начальных условий.

Среди всех значений ω одно из них ω_0 намного больше всех остальных значений. В установившемся режиме работы реактора число нейтронов будет определяться экспоненциальной зависимостью

$$n = A_0 e^{\omega_0 t}$$

с асимптотическим значением периода T , равным

$$T = \frac{1}{\omega_0}.$$

Следующее значение ω_1 меньше значения λ_1 (приведенного в табл. 11.4), и соответствующий период полураспада меньше 80 с.

11.7.6. Теоретические выводы относительно работы реактора

а) *Случай малой реактивности реактора.* Поскольку величина ω_0 обращается в нуль одновременно с реактивностью ρ , можно предположить, что в первом порядке реактивность ρ пропорциональна ω_0 . В случае, когда величина ω мала по сравнению со всеми λ_i , из (11.17) получаем

$$\rho = a\omega + \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i \omega}{\lambda_i},$$

или

$$\omega = \frac{\rho}{a + \sum_{i=1}^6 \beta_i \tau_i}.$$

Асимптотическое значение периода реактора оказывается равным

$$T = \frac{1}{\omega_0} = \frac{a + \sum_{i=1}^6 \beta_i \tau_i}{|\rho|} = \frac{\tau}{k_{\text{эфф}} - 1}. \quad (11.19)$$

Мы пришли к той же самой формуле (11.14), в которой, однако, время жизни одного поколения быстрых нейтронов a заменено эффективным временем жизни одного поколения τ , учитывающим наличие как быстрых, так и запаздывающих нейтронов.

Из формулы (11.19) следует, что $T \gg \tau_1$ (где $\tau_1 = 80$ с, см. табл. 11.4). При $\tau = 0,1$ с и $T > 300$ с получаем, что реактивность должна быть меньше $33 \cdot 10^{-5}$.

б) *Критическое значение реактивности реактора.* При достаточно больших значениях ρ величина ω_0 намного больше любого значения λ_i и из формулы (11.16) получаем

$$\frac{1}{T} = \omega_0 = \frac{k_{\text{эфф}}(1 - \beta) - 1}{a}.$$

Это не что иное, как формула (11.14), в которой величина $k_{\text{эфф}}$ заменена величиной $(1 - \beta) k_{\text{эфф}}$, определяемой мгновенными нейтро-

нами деления. Поскольку размножение нейтронов происходит с помощью мгновенных нейтронов деления, период реактора оказывается очень малым и управление его работой невозможно. Отсюда следует необходимость выполнения условия

$$k_{эфф} < \frac{1}{1 - \beta},$$

или

$$\rho < \beta.$$

В действительности очень важно не допускать приближения реактивности реактора ρ к значению β . Если это все же происходит, то управляющие стержни автоматически сбрасываются в активную зону реактора. Из табл. 11.4 следует, что это предельное значение реактивности равно 0,0065 для реактора на уране ^{235}U , 0,00266 для реактора на уране ^{233}U и 0,00211 для реактора на плутонии ^{239}Pu .

11.8. Условие критичности реактора на тепловых нейтронах

При определенной комбинации элементов конструкции реактора выполняется неравенство $k_{эфф} > 1$, т. е. оказывается невозможным обеспечить его работу в критическом режиме ($k_{эфф} = 1$). В последнем случае требуется положительный баланс числа рождающихся нейтронов деления и числа нейтронов, исчезающих вследствие их ухода из активной зоны, а также поглощения посторонними ядрами, неспособными к цепной реакции.

Для оценки раздельного влияния этих факторов вводится коэффициент размножения бесконечной среды, являющийся предельным значением эффективного коэффициента размножения $k_{эфф}$ для случая, когда учитываются только процессы поглощения нейтронов и пренебрегается их выходом за пределы активной зоны реактора:

$$\frac{k_{эфф}}{k_{\infty}} = \frac{\text{Число поглощенных нейтронов}}{\text{Число поглощ. нейтронов} + \text{Число нейтронов, ушедших из активной зоны}} = P. \quad (11.20)$$

Здесь P — вероятность того, что нейтрон не выйдет за пределы активной зоны. Она растет с увеличением размеров реактора. Критическим называется размер активной зоны при котором $k_{эфф} = 1$; поэтому условие критичности может быть записано в виде

$$k_{\infty} P > 1,$$

или

$$P > \frac{1}{k_{\infty}}.$$

Запустить ядерный реактор можно только в том случае, когда величина R больше своего порогового значения $1/k_{\infty}$, что имеет место только при достаточно большой активной зоне реактора. Например, если активная зона имеет форму цилиндра, высота которого равна его диаметру, минимальный размер активной зоны составляет около 5 м для реакторов на природном уране с графитовым замедлителем (см. табл. 11.5), 3 м для реакторов на тяжелой воде, 1,5 м для реакторов типа РЭП и 0,3 м для реакторов-размножителей.

Ниже мы рассчитаем коэффициент размножения k_{∞} для реактора на тепловых нейтронах в предположении, что его активная зона состоит из однородной смеси урана и замедлителя, т. е. гомогенная¹⁾. С этой целью мы опишем изменение плотности нейтронов в реакторе, начиная с момента взаимодействия n_0 тепловых нейтронов с ядрами урана.

11.8.1. Фактор качества топлива η

Некоторая часть тепловых нейтронов из общего их числа n_0 поглощается в результате их радиационного захвата ядрами топлива. Вследствие этого среднее число η быстрых нейтронов, возникающих при захвате ураном одного теплового нейтрона, оказывается меньше среднего числа $\bar{\nu}$ вторичных нейтронов, испускаемых в одном акте деления:

$$\eta = \bar{\nu} \frac{\text{Число нейтронов, вызывающих деление}}{\text{Полное число поглощенных нейтронов}}. \quad (11.21)$$

Пусть N_5 , N_8 и N_u — атомные числа изотопа ^{235}U , изотопа ^{238}U и их смеси, используемой в качестве ядерного топлива: $N_u = N_5 + N_8$. Обозначим через σ_{f5} , σ_{c5} , σ_{a5} , σ_{a8} , σ_{au} соответствующие эффективные сечения деления ядер ^{235}U , захвата нейтронов ядрами ^{235}U и поглощения нейтронов ядрами изотопа ^{235}U ($\sigma_{au} = \sigma_{f5} + \sigma_{c5}$), поглощения нейтронов ядрами изотопа ^{238}U и поглощения нейтронов урановой смесью ($\sigma_{au} = \sigma_{a5} + \sigma_{a8}$). В результате получаем

$$\eta = \bar{\nu} \left\{ \frac{N_5 \sigma_{f5}}{N_5 \sigma_{f5} + N_8 \sigma_{c5} + N_8 \sigma_{a8}} \right\} = \bar{\nu} \left\{ \frac{\Sigma_{f5}}{\Sigma_{a5} + \Sigma_{a8}} \right\}.$$

Пусть $\Sigma_{au} = \Sigma_{a5} + \Sigma_{a8}$ — эффективное макроскопическое сечение поглощения нейтронов ядрами урановой смеси, а η_5 — значе-

¹⁾ Это предположение не соответствует действительности, но упрощает вычисления.

ние коэффициента η для чистого изотопа урана ^{235}U . Тогда имеем

$$\eta_5 = \bar{\nu} \Sigma_{f5} / \Sigma_{a5}, \quad \eta = \eta_5 \Sigma_{a5} / \Sigma_{a0}.$$

Введем степень обогащения урановой смеси изотопом ^{235}U

$$E = \frac{N_5}{N_5 + N_8}.$$

В результате получаем

$$\frac{1}{\eta} = \frac{1}{\eta_5} \left(1 + \frac{N_8 \sigma_{a8}}{N_5 \sigma_{a5}} \right) = \frac{1}{\eta_5} \left(1 + \frac{1-E}{E} \frac{\sigma_{a8}}{\sigma_{a5}} \right)$$

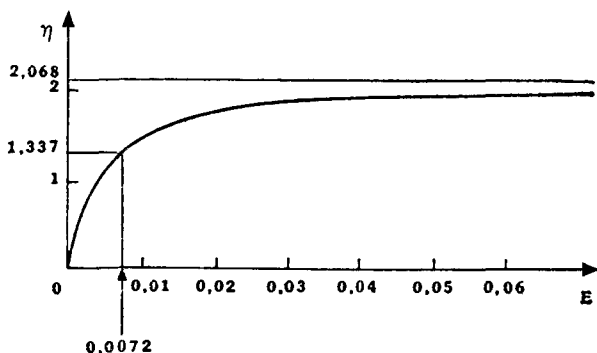


Рис. 11.9. Зависимость числа η вторичных нейтронов, образующихся при захвате ураном одного теплового нейтрона, от степени E обогащения урана изотопом ^{235}U в реакторах на тепловых нейтронах.

На рис. 11.9 представлена зависимость коэффициента η от степени обогащения E . Из графика явствует, что для природного урана ($E = 0,0072$) мы имеем $\eta = 1,337$; для обогащенной четырехпроцентной урановой смеси ($E = 0,04$) коэффициент η достигает 90 % его величины в случае чистого изотопа урана ^{235}U ($\eta_5 = 2,068$). Отсюда следует, что в ядерных реакторах, предназначенных для производства электроэнергии, необязательно использовать топливо, сильно обогащенное изотопом урана ^{235}U . В заключение укажем, что n_0 поглощенных тепловых нейтронов дают $n_0 \eta$ быстрых нейтронов.

11.8.2. Коэффициент размножения на быстрых нейтронах ϵ

Часть быстрых нейтронов производит деление ядер урана, не успев замедлиться, и увеличивает выход нейтронов деления, что учитывается коэффициентом размножения на быстрых нейтронах ϵ , немного превышающим единицу. Для природного урана он равен 1,03. Таким образом, для выхода быстрых нейтронов получаем выражение $n_0 \eta \epsilon$.

11.8.3. Вероятность P избежать резонансного захвата

В результате упругого рассеяния на ядрах нейтроны замедляются. В процессе замедления часть нейтронов может захватиться ядрами урана ^{238}U , что приведет к образованию ядер плутония ^{239}Pu . Сечение этого процесса особенно велико в области гигантского резонанса (см. § 10.6.1), который имеет место при энергии нейтронов около 10 эВ. Каждый нейтрон обладает определенной вероятностью избежать резонансного захвата. Таким образом, для выхода тепловых нейтронов с учетом рассмотренного явления получаем выражение $p_0\eta\epsilon\rho$.

11.8.4. Коэффициент теплового использования

До момента взаимодействия нейтронов с ядрами топлива они рассеиваются в реакторе и некоторые из них поглощаются различными конструкционными материалами. Для учета этого явления вводится коэффициент теплового использования f , который равен вероятности теплового нейтрона поглотиться ядром топлива, а не замедлителя и другими элементами конструкции реактора. Пусть N_r и N_x — число атомов замедлителя и какого-либо элемента x конструкции реактора, а σ_{ar} и σ_{ax} — соответствующие эффективные сечения поглощения. Тогда коэффициент теплового использования f можно записать в виде

$$f = \frac{N_u \sigma_{au}}{N_u \sigma_{au} + N_r \sigma_{ar} + \sum_x (N_x \sigma_{ax})}. \quad (11.22)$$

В результате учета всех вышеперечисленных факторов выход тепловых нейтронов в активной зоне реактора будет определяться выражением $p_0\eta\epsilon\rho f$, и для коэффициента размножения бесконечной среды получаем следующую формулу:

$$k_\infty = \eta\epsilon\rho f.$$

Условие критичности реактора запишется в виде

$$\eta\epsilon\rho f > 1. \quad (11.23)$$

Замечание. Рассмотрим активную зону реактора, состоящую из чередующихся блоков урана и замедлителя и называемую гетерогенной. Пусть в ее элементе объема V топливо, замедлитель и элементы конструкции занимают, соответственно, объемы V_u , V_r и V_x . Тогда среднее число атомов типа i на единицу объема активной зоны мы найдем по формуле

$$\bar{N}_i = \frac{N_i V_i}{V}.$$

Степень замедления $\bar{N}_r/\bar{N}_u$ будет определяться выражением

$$\frac{\bar{N}_r}{\bar{N}_u} = \frac{N_r}{N_u} \frac{V_r}{V_u}. \quad (11.24)$$

Пусть $\bar{\Phi}_u$, $\bar{\Phi}_r$ и $\bar{\Phi}_x$ — средние плотности потока нейтронов через объемы V_u , V_r , V_x . В результате получаем

$$\frac{1}{f} - 1 = \frac{V_r \Sigma_{ar} \bar{\Phi}_r}{V_u \Sigma_{au} \bar{\Phi}_u} + \frac{V_x \Sigma_{ax} \bar{\Phi}_x}{V_u \Sigma_{au} \bar{\Phi}_u}.$$

В этой формуле величины $\bar{\Phi}_r/\bar{\Phi}_u$ и $\bar{\Phi}_x/\bar{\Phi}_u$ учитывают относительное влияние (по сравнению с гомогенной средой) неблагоприятных факторов замедлителя и элементов конструкции x . Эти величины всегда больше единицы, поскольку поток нейтронов в ядерном топливе вследствие их поглощения всегда меньше соответствующих нейтронных потоков в замедлителе и в элементах конструкции.

11.8.5. Вывод о необходимости гетерогенной системы

Рис. 11.10 иллюстрирует недостатки гомогенной системы, состоящей из природного урана и замедлителей на тяжелой воде (единственный случай, когда возможно осуществление цепной реакции при использовании в качестве топлива природного урана), на обычной воде, на графите. В последнем случае максимальное значение коэффициента размножения k_∞ оказывается равным всего лишь 0,77, тогда как он достигает значения 1,09 в случае гетерогенной системы.

Благодаря пространственному разделению блоков топлива и замедлителя уменьшаются потери нейтронов в процессе их замедле-

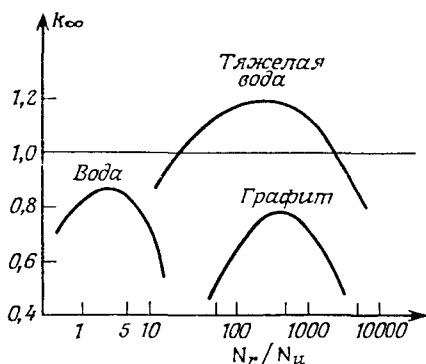


Рис. 11.10. Зависимость коэффициента размножения K_∞ однофазных смесей урана с различными замедлителями от параметра замедления N_r/N_u [формула (11.24)].

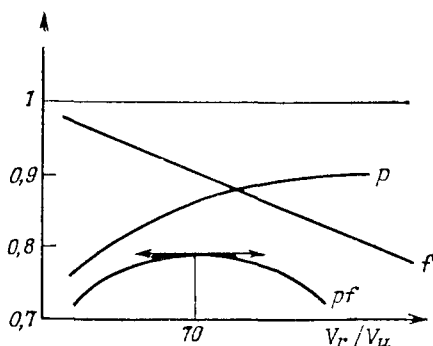


Рис. 11.11. Зависимость параметров p , f и их произведения pf для уранового цилиндра, помещенного в графит, от отношения объемов замедлителя и урана V_r/V_u .

ния, поскольку увеличивается вероятность P избежать резонансного захвата нейтронов ядрами урана. В случае реакторов на быстрых нейтронах это преимущество становится менее ощутимым, поскольку при более высоких энергиях, имеющих место в данном случае, резонансы не столь ярко выражены. Вероятность P увеличивается с ростом отношения $\bar{N}_r/\bar{N}_u$, но величина f при этом уменьшается. Существует некое значение степени замедления, при котором произведение pf становится максимальным. На рис. 11.11 представлены зависимости величин p , f и pf от коэффициента замедления в случае уранового стержня диаметром 1,5 см, помещенного в графит.

11.9. Коэффициент воспроизводства C

Введем коэффициент воспроизводства C , равный отношению числа ядер созданного топлива к числу ядер затраченного топлива:

$$C = \frac{R_{a2}}{R_{a1}}, \quad (11.25)$$

где R_{a1} — число нейтронов, поглотившихся ядрами сгорающего ядерного топлива, R_{a2} — число нейтронов, поглотившихся ядрами сырья, служащего для производства ядерного горючего. Уравнение равновесного баланса нейтронов для гомогенной среды имеет вид

$$\bar{v}_1 R_{f1} + \bar{v}_2 R_{f2} = R_{a1} + R_{a2} + R_{ap} + F.$$

В левой части этого равенства величины R_{f1} и R_{f2} есть числа делений ядер, соответственно, топлива и сырья. Величина R_{ap} в правой части есть число паразитных захватов нейтронов различными конструктивными элементами, а F — член, учитывающий число нейтронов, ушедших из активной зоны реактора наружу (так называемая утечка нейтронов). Пренебрегая слагаемым, содержащим множитель R_{f2} , и разделив обе части равенства на R_{a1} , получаем в соответствии с (11.21)

$$\eta = 1 + C + \frac{R_{ap} + F}{R_{a1}},$$

или

$$C = \eta - 1 - \frac{R_{ap} + F}{R_{a1}}. \quad (11.26)$$

Поскольку по своему физическому смыслу величина C должна быть больше единицы (в этом случае имеет место воспроизводство в активной зоне нового ядерного топлива), из (11.26) получаем

$$\eta > 2 + \frac{R_{ap} + F}{R_{a1}}.$$

На рис. 11.12 представлена зависимость величины η от энергии нейтронов E_n . Сравнивая этот график с данными, приведенными в табл. 11.2, мы приходим к следующим выводам:

1. Реактор на тепловых нейтронах, использующий в качестве топлива изотоп урана ^{235}U , не может работать в режиме воспроизводящего реактора (реактора-размножителя). Только применение изотопа урана ^{233}U , обеспечивающего высокое значение параметра $\eta = 2,287$, позволяет осуществить воспроизводство топлива в ядерных реакторах на тепловых нейтронах.

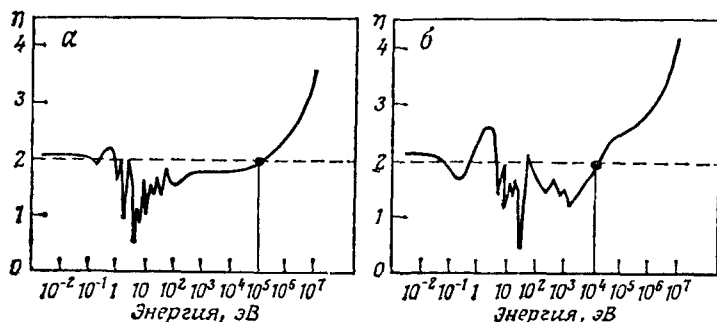


Рис. 11.12. Зависимость числа η вторичных нейтронов, образующихся при захвате ураном одного теплового нейтрона, от энергии нейтрона. *а* — захват тепловых нейтронов ядрами урана ^{235}U ; *б* — захват нейтронов плутонием ^{239}Pu (ср. с графиком на рис. 11.9).

2. В случае реактора на быстрых нейтронах максимальное значение величины η наблюдается при использовании в качестве топлива ядер плутония ^{239}Pu (из графика явствует, что $\eta = 2,5$ при энергии нейтронов около 0,2 МэВ). Таким образом, расширенное воспроизводство ядерного топлива практически возможно только в реакторах на быстрых нейтронах и с использованием в качестве основного топлива изотопа плутония ^{239}Pu .

11.10. Типы реакторов деления

Тип ядерного реактора определяется прежде всего веществом теплоносителя и замедлителя. В табл. 11.5 приведены данные некоторых реакторов, достигших стадии промышленного использования для производства электроэнергии. В этом списке отсутствуют научно-исследовательские ядерные реакторы, а также ядерные реакторы, используемые в качестве энергетических установок различных двигателей. Реакторы типа РЭП производят около 57 % электроэнергии, вырабатываемой атомными электростанциями во всем мире. Реакторы на кипящей воде и графите вырабатывают 6 %,

реакторы на газе CO_2 — 5 %, реакторы на тяжелой воде под давлением — 4 %, остальные реакторы — 3 % электроэнергии. Ниже мы рассмотрим два типа реакторов.

Таблица 11.5. Основные типы ядерных реакторов, доведенные до промышленного уровня

Тип реактора	Топливо	Замедлитель	Тепло-носитель	Страна-разработчик
Реактор на воде под давлением (РЭП или ПВР)	Обогащенный уран (3 %), UO_2	Вода	Вода	США, СССР, многие др. страны
Реактор на кипящей воде под давлением	То же	»	Кипящая вода	США, Швеция
Реактор на кипящей воде и графите	Обогащенный уран (сплав)	Графит	То же	СССР
Газо-графитовый реактор на природном уране	Природный уран (металл)	»	CO_2	Франция, Англия
Водяной реактор на слегка обогащенном уране	Немного обогащенный уран, UO_2	Тяжелая вода	CO_2	Франция
Усовершенствованный газовый реактор	Обогащенный уран (2 %), UO_2	Графит	CO_2	Англия
Реактор на тяжелой воде под давлением	Природный или слегка обогащенный уран, UO_2	Тяжелая вода	Тяжелая вода под давлением	Канада
Реактор-размножитель на быстрых нейтронах	$\text{U} + \text{Pu}$	Нет	Жидкий натрий	Франция

11.10.1. Реакторы на воде под давлением (РЭП или ПВР)

На рис. 11.13 приведена схема реактора на обычной воде. Водород является хорошим замедлителем, что позволяет применять небольшие количества воды при данном объеме ядерного топлива и практически реализовать компактные конструкции, характерные для ядерных реакторов этого типа. Но, с другой стороны, водород поглощает относительно много тепловых нейтронов ($\sigma_a = 0,33$ б при 0,025 эВ), и по этой причине он может быть использован только с обогащенным ураном. Практически достаточно обеспечить обогащение ~ 2—4 %, поскольку при дальнейшем увеличении

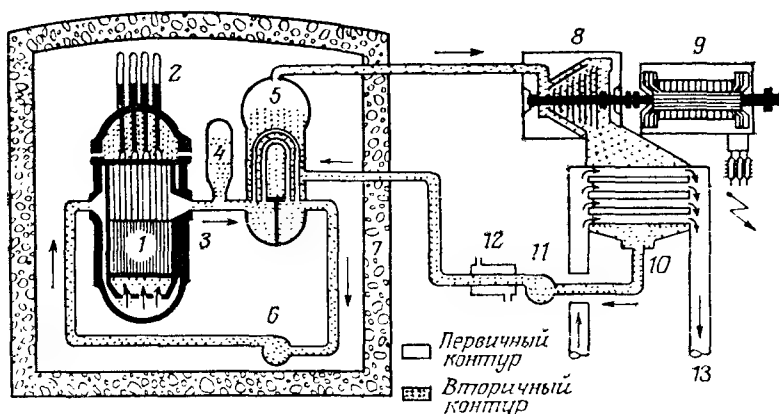


Рис. 11.13. Реактор на обычной воде под давлением [РЭП (REP — réacteur à eau sous pression), или ПВП (PWR — pressurized water reactor)]. 1 — активная зона реактора; 2 — управляющие стержни; 3 — корпус реактора; 4 — компенсатор объема (устройство для поддержания давления); 5 — паровобразователь; 6 — водяной насос первичного контура; 7 — защитный (герметичный) корпус реактора; 8 — паровая турбина; 9 — генератор переменного тока; 10 — холодильник; 11 — водяной насос второго (внешнего) контура; 12 — теплообменник; 13 — речная или морская вода.

обогащения величина η растет очень слабо (см. рис. 11.9).

На рис. 11.14 представлена зависимость коэффициента размножения k_{∞} от отношения V_r/V_u , определяемого формулой (11.24). В том случае, когда топливом служит металлический уран, оптимальное отношение объемов замедлителя и топлива заключено между числами 1,5 и 2, а в случае окиси урана (в качестве топлива) оно близко к 4. Для сравнения укажем, что в случае графитовых замед-

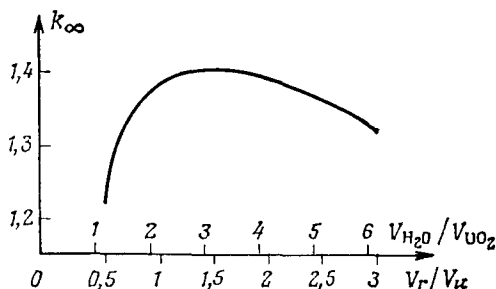


Рис. 11.14. Зависимость коэффициента размножения k_{∞} от отношения объемов замедлителя и урана V_r/V_u для реактора типа РЭП. Здесь $V_r = V_{H_2O}$, $V_u = 0,475V_{UO_2}$.

лителей оно равно приблизительно 50. Таким образом, в водяных реакторах можно достичь средней объемной мощности около 110 кВт/л, тогда как в графито-газовых реакторах на природном уране — всего лишь 1,85 кВт/л.

В табл. 11.6 приводятся данные некоторых французских ядерных реакторов. Сейчас строятся только реакторы мощностью 1300 МВт, и планируется переход на реакторы мощностью 1500 МВт.

Таблица 11.6. Основные характеристики французского ядерного реактора на воде под давлением

Номинальная электрическая мощность реактора, МВт	900	1300
Тепловая мощность, МВт	2785	3817
Электрическая мощность, МВт	925	1300
Коэффициент полезного действия	0,332	0,341
Число кассет с топливом (ТВЭЛОВ)	157	193
Число стержней с топливом в 1 ТВЭЛЕ	264	264
Высота активной зоны, см	366	427
Диаметр активной зоны, см	304	337
Характеристики топлива при первой загрузке		
Масса обогащенного урана, т	72,5	103,9
Средняя степень обогащения топлива к моменту пуска, %	2,43	2,3
Характеристики топлива при перезагрузке реактора		
Масса обогащенного урана, т	24	34,5
Степень обогащения топлива, %	3,25	3,1
Остаточная тепловая активность радиоактивных отходов, кВт ч/т	$8,09 \cdot 10^8$	$7,85 \cdot 10^8$

11.10.2. Реакторы на быстрых нейтронах

11.10.2.1. *Важность использования сырья, способного к воспроизводству ядерного топлива.* В ядерных реакторах на тепловых нейтронах, в которых в качестве топлива чаще всего используется изотоп урана ^{235}U , коэффициент воспроизводства S меньше единицы. Одна тонна природного урана при использовании в реакторе только изотопа ^{235}U дает столько энергии, сколько ее можно получить при сгорании 20 000 т угля или около 13 300 т нефти. Разведанные и разрабатываемые мировые запасы нефти и угля оцениваются при-

мерно в 15 Гтэн¹⁾. Это довольно малая величина, поскольку ежегодное мировое потребление энергии составляет около 6 Гтэн. Вместе с разведанными, но пока еще не разрабатываемыми запасами нефти и угля мы получим оценку мировых запасов энергии около 60 Гтэн, которых при нынешних темпах потребления энергии хватит приблизительно на 10 лет, во всяком случае не намного больше.

Можно обеспечить долговременное производство энергии при использовании в реакторах деления плутония ^{239}Pu . Полное использование всех ядер, способных к делению, в ядерных реакторах на быстрых нейтронах приводит к тому, что одна тонна природного урана становится эквивалентной 1 000 000 т угля или 660 000 т нефти. Одно это как бы увеличивает запасы ядерного топлива в 50 раз. Кроме того, при радиационном захвате нейтронов ядрами тория ^{232}Th образуются ядра урана ^{233}U . Использование тория, распространенного в большом количестве в граните, который составляет кору Земли, увеличивает запасы энергии по крайней мере вдвое.

В качестве топлива в ядерных реакторах на быстрых нейтронах можно использовать уран с большим содержанием изотопа ^{235}U , а еще лучше смесь урана с плутонием. Наиболее подходящим для этой цели является изотоп плутония ^{239}Pu (см. табл. 11.2, рис. 11.12). Использование в качестве теплоносителя жидкого натрия, с которым слабо взаимодействуют быстрые нейтроны, позволяет достичь высоких температур, а следовательно, и высоких значений КПД, сравнимых с КПД лучших теплоэлектроцентралей на жидком топливе (равным приблизительно 0,43), и высоких значений удельной мощности.

Активная зона такого реактора (рис. 11.15) состоит из смеси окиси урана и плутония. Она окружена оболочкой, содержащей сырье, способное к образованию ядер топлива, т. е. к акту воспроизводства. В качестве его используют природный уран, торий или же уран с малым содержанием изотопа ^{235}U . Нейтроны, выходя из активной зоны реактора, взаимодействуют с ядрами оболочки, что и приводит к процессу воспроизводства топлива. Активная зона реактора имеет следующий объемный состав: 35—40 % приходится на топливо, 30—40 % — на жидкий натрий, 20—25 % — на различные конструктивные элементы и трубопроводы и 2—5 % занимает газ.

¹⁾ Тэн — тонна эквивалентная нефтяная. Это количество энергии, выделяемое при сгорании одной тонны нефти среднего качества. Поскольку выход реакции горения в данном определении не указывается, это несколько условная единица.

11.10.2.2. Воспроизводящий реактор (реактор-размножитель).

Предположим, что в начальный момент времени активная зона состояла из смеси ($^{238}\text{U} + ^{239}\text{Pu}$), а ее оболочка — из изотопа урана ^{238}U . Ядра плутония исчезают в результате их деления и захвата нейтронов. Но, с другой стороны, в результате захвата нейтронов ядрами урана ^{238}U образуются ядра плутония ^{239}Pu . Таким образом, в оболочке будет нарабатываться исключительно один только

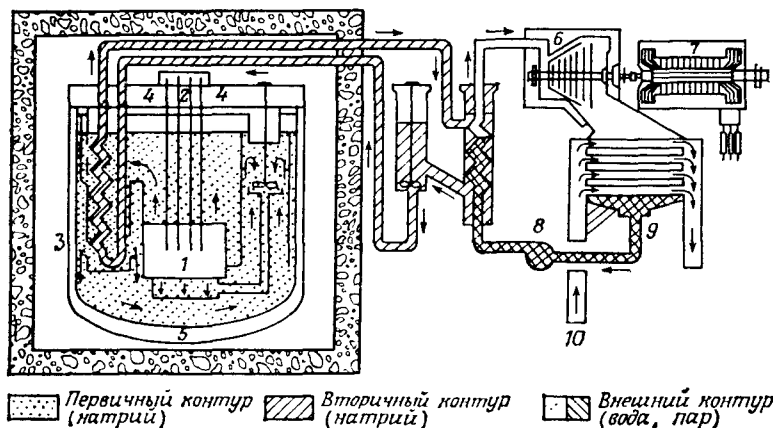


Рис. 11.15. Воспроизводящий реактор на быстрых нейтронах (регенератор). 1 — активная зона; 2 — управляющие стержни; 3 — теплообменник; 4 — крышка реактора; 5 — стенка корпуса (бака) активной зоны; 6 — турбина; 7 — генератор; 8 — водяной насос внешнего контура; 9 — холодильник; 10 — речная вода.

плутоний ^{239}U , если пренебречь процессами деления его отдельных ядер.

Оценка количества нарабатываемого плутония в реакторе в зависимости от времени достаточно сложна. В действительности одновременно происходит производство и распад различных изотопов (i) плутония, являющихся как топливом (^{239}Pu , ^{241}Pu), так и сырьем для воспроизводства топлива (^{240}Pu , ^{242}Pu). Каждый изотоп в смеси характеризуется своим *относительным эквивалентным весом* W_i по отношению к изотопу ^{239}Pu , который определяется как

$$W_i = \frac{\sigma_i^+ - \sigma_8^+}{\sigma_9^+ - \sigma_8^+}.$$

Здесь использованы следующие обозначения: $\sigma^+ = \bar{\nu}\sigma_f - \sigma_a$,

число 9 соответствует изотопу ^{239}Pu , а 8 — изотопу ^{238}U . Введем долю i -го изотопа в смеси по формуле

$$\xi_i = \frac{N_i}{N_{\text{Pu}}}.$$

Степень обогащения E (по отношению к изотопу ^{239}Pu) связана с глобальной степенью обогащения E' атомами различных изотопов, присутствующих в смеси, формулой

$$E = E' \sum_i \xi_i W_i.$$

В табл. 11.7 приведены относительные веса различных ядер в двух французских мощных ядерных реакторах давления. Особенно заметен вклад в реактивность реактора изотопа ^{241}Pu .

Таблица 11.7. Относительные веса W_i изотопов плутония (по отношению к изотопу ^{239}Pu), нарабатываемых в двух мощных французских реакторах-размножителях, и коэффициенты воспроизводства

Тип реактора	Феникс (250 МВт)	Суперфеникс (1200 МВт)
^{235}U	0,701	0,777
^{239}Pu	1	1
^{240}Pu	0,222	0,130
^{241}Pu	1,400	1,542
^{242}Pu	0,108	0,032
Коэффициент воспроизводства в активной зоне	—0,46	—0,16
Коэффициент воспроизводства вне активной зоны	+0,58	+0,40
Полный коэффициент воспроизводства	+0,12	+0,24

Полный коэффициент воспроизводства (ПКВ) определяется как число образовавшихся атомов различных изотопов плутония в эквивалентных единицах ^{239}Pu , приходящихся на одно деление:

$$\text{ПКВ} = \frac{\sum_i (R_{ci} W_{i+1} - R_{ai} W_i)}{\sum_i R_{fi}} = \frac{\sum_i [R_{ci} (W_{i+1} - W_i) - R_{fi} W_i]}{\sum_i R_{fi}}.$$

Здесь R_{ci} , R_{fi} , R_{ai} ($= R_a + R_{fi}$) — число захваченных нейтронов, число нейтронов деления и число нейтронов, поглощенных всеми ядрами сорта i , характеризующимися их относительными весами W_i .

Для характеристики воспроизводства топлива внутри активной зоны вводится коэффициент внутреннего воспроизводства (K . внутр. воспр.), а в оболочке активной зоны — коэффициент внешнего воспроизводства (K . внешн. воспр.). Имеем

$$ПКВ = K. \text{ внутр. воспр.} + K. \text{ внешн. воспр.}$$

Полный коэффициент воспроизводства (ПКВ) связан с коэффициентом воспроизводства C формулой

$$ПКВ = \frac{(C - 1) \bar{\sigma}_a}{\bar{\sigma}_f}. \quad (11.27)$$

Здесь $\bar{\sigma}_a$ и $\bar{\sigma}_f$ — эффективные сечения поглощения и деления, усредненные по всему спектру нейтронов в рассматриваемом ядерном реакторе деления.

В табл. 11.7 приведены коэффициенты воспроизводства двух мощных французских ядерных реакторов деления. Они оказываются реакторами-размножителями лишь благодаря наличию вокруг активной зоны оболочки из урана или тория. Этот элемент конструкции является общим для всех реакторов на быстрых нейтронах.

Для Суперфеникса $ПКВ = 0,24$, $\bar{\sigma}_a/\bar{\sigma}_f = 1,3$. Отсюда следует, согласно формуле (11.27), что $C = 1,185$. Для Феникса $ПКВ = 0,12$ и $C = 1,09$.

* * *

Примечание. Ограниченный объем данной книги не позволяет рассмотреть термоядерные реакции и их использование в будущем для производства энергии. Заинтересованный читатель сможет ознакомиться с данным предметом по гл. 6 и 7 книги: *Blanc D. Les réacteurs atomiques. Presses universitaires de France, «Que sais-je?», No. 2243.*

Приложение 1. Хронология некоторых открытий в физике

1.1. Атом и его строение

1650. Сомнения *Гассенди* в справедливости алхимических представлений о строении материи.
1680. Введение понятия химического элемента (*Бойль*).
1774. Открытие закона сохранения массы¹⁾ (*Лавуазье*).
1801. Открытие закона постоянства состава (*Пруст*).
1803. Открытие закона кратных отношений (*Дальтон*).
1811. Формулировка гипотезы о молекулярном строении идеального газа (*Авогадро*).
1820. Введение в химию понятия валентности (*Берцелиус*).
1833. Первая попытка периодической классификации химических элементов (*Гаудин*).
1865. Первое экспериментальное определение числа *Авогадро*.
1868. Открытие периодического закона классификации химических элементов (*Менделеев*).
1901. Первая гипотеза о возможном планетарном строении атома (*Перрен*).
1903. Гипотеза *Дж. Дж. Томсона* о строении атома.
1904. Формулировка модели атома планетарного типа (*Нагаока*).
1911. Первый расчет структуры электронных оболочек в атоме (*Резерфорд*).
1911. Введение понятия изотопов (*Содди*). Эта идея была перетворена *Дж. Дж. Томсоном*.
1913. Усовершенствованная модель атома. Расчет атома водорода (*Н. Бор*).
1913. Экспериментальное установление характеристических парабол изотопов неона (*Дж. Дж. Томсон*).
1932. Экспериментальное открытие дейтерия (*Ури*).
1938. Установление закономерностей магнитного резонанса (*Раби*).
1982. Обнаружение слабого взаимодействия ядра атома цезия с электронами его оболочки (*М. Бушья* с сотр.).

¹⁾ Еще ранее, в 1748 г., этот закон сформулировал М. В. Ломоносов. Он же подтвердил его экспериментально в 1756 г. — *Прим. перев.*

1.2. Радиоактивность

1896. Открытие естественной радиоактивности образца $K_2UO_2(SO_4)_2 \cdot 2H_2O$ (Беккерель).
1897. Открытие радиоактивных свойств тория (Мария Кюри, Париж; Г. Шмидт, Эрлинжен).
1898. Открытие полония и радия (П. и М. Кюри).
1899. Открытие актиния (Дебьерн).
1899. Отождествление α -частиц с ядрами гелия ${}^4_2He^{++}$ и β -частиц с электронами (Резерфорд).
1900. Установление природы γ -излучения, испускаемого радиоактивными телами (Виллар).
1902. Установление экспоненциального закона убывания радиоактивности (Резерфорд и Содди).
1914. Установление непрерывной формы спектра электронов, испускаемых радиоактивными элементами (Чэдвик).
1927. Независимое создание теории процессов α -распада Гамовым в августе месяце (в Геттингене) и Гёрни и Кондоном в сентябре месяце (в Принстоне).
1927. Установление факта равенства энергии, выделяющейся в процессе β -распада, средней энергии β -частиц, измеренной с помощью магнитного спектрометра (Эллис и Вустер).
1934. Первая оценка эффективного сечения взаимодействия нейтрино, испускаемого в процессе β -распада, с веществом, согласно которой оно должно быть порядка 10^{-44} см^2 (Бете и Пайерлс).
1934. Создание первой теории β -распада (Ферми).
1934. Открытие искусственной радиоактивности (И. и Ф. Жолио-Кюри).
1938. Экспериментальное открытие процесса электронного захвата ядром ${}^{67}Ga$ (Альварес).
1947. Обнаружение изотопа ${}^{14}C$ в природных условиях (Либби).
1948. Первое экспериментальное наблюдение процесса β^- -распада (на реакторе в Ок-Ридже).
1956. Открытие несохранения четности в процессе β -распада ядер кобальта ${}^{60}Co$ (Ли, Янг, Ву).
1970. Наблюдение p -активности изомера кобальта ${}^{53m}Co$ (Черни с сотр.).
1984. Наблюдение радиоактивных процессов распада с образованием ядер ${}^{12}C$ и ${}^{14}C$ (Роуз и Джонс).

1.3. Трансурановые элементы

1935. Выдвижение гипотезы о существовании трансурановых элементов (Ферми).

1940. Открытие нептуния в реакции ${}_0^1n + {}_{92}^{238}\text{U}$ (Мак-Миллан и Абельсон).
1940. Открытие плутония ${}^{238}\text{Pu}$ в реакции ${}_1^2\text{H} + {}_{92}^{238}\text{U}$ на циклотроне в Беркли (Сиборг, Мак-Миллан, Кеннеди, Валь).
1944. Открытие америция (Am) и кюрия (Cm) в реакции ${}_0^1n + \text{плутоний}$.
1949. Открытие берклия (Bk) в реакции ${}_2^4\text{He} + \text{Am}$ на циклотроне в Беркли (Томсон, Гиорсо, Сиборг).
1950. Открытие калифорния (Cf) в реакции ${}_2^4\text{He} + \text{кюриий}$ (той же группой на той же установке).
1952. Открытие эйнштейния (Es) и фермия (Fm) в нескольких сотнях килограммов кораллов, оставшихся после термоядерного взрыва на атолле Бикини.
1955. Открытие менделевия (Mb) путем облучения кюрия в реакторе деления.
1957. Открытие нобелия (No) с помощью ядер углерода и азота, ускоренных на циклотроне Института Нобеля в Стокгольме. Подтверждение этого открытия в Дубне в 1958 г., а затем в Беркли.
1961. Открытие лоуренсия (Lw) при бомбардировке калифорния ядрами ${}^{10}\text{NBe}$ и ${}^{11}\text{B}$ в лаборатории Беркли (Сиборг).
1964. Открытие 104 элемента курчатовия в Дубне. Повторное его открытие в 1968 г. в лаборатории им. Лоуренса Калифорнийского университета. Сомнения в его действительном открытии в 1964 г. привели к тому, что было предложено этот элемент назвать резерфордием (Rf).
1968. Открытие 105 элемента — хания — в Дубне (Флеров).
1974. Открытие изотопа ${}^{258}_{106}$ в Дубне в июне месяце и изотопа ${}^{263}_{106}$ в Калифорнийском университете в октябре месяце.
1981. Открытие изотопа ${}^{262}_{107}$ на ускорителе тяжелых ионов Унилак (в Дармштадте).
1982. Открытие изотопа ${}^{266}_{109}$ на ускорителе тяжелых ионов Унилак (в Дармштадте).
1984. Открытие изотопа ${}^{265}_{108}$ на ускорителе тяжелых ионов Унилак (в Дармштадте).

1.4. Ядерные реакторы, модели ядер

1919. Осуществление первой ядерной реакции ${}_2^4\text{He} + {}_7^{14}\text{N} \rightarrow {}_1^1\text{p} + {}_8^{17}\text{O}$ (Резерфорд).
1924. Подтверждение открытия Резерфорда с помощью фотографий, полученных в камере Вильсона (Блэкетт).
1932. Открытие нейтрона (Чэдвик).

1932. Выдвижение гипотезы о строении ядра из нейтронов и протонов (*Иваненко и Гейзенберг*).
1932. Наблюдение трансмутаций лития при его облучении ускоренными протонами (*Кокрофт и Уолтон*).
1934. Формулировка первой модели ядра в виде жидкой капли (*Вайцзеккер*).
1935. Гипотеза *Юкавы* о механизме сил ядерного сцепления, основанного на обмене тяжелыми частицами между нуклонами.
1949. Формулировка оболочечной модели ядра (*Майер, Хаксель, Йенсен и Суэсс*).
1952. Создание обобщенной модели ядра (*А. Бор, Моттelson*).
1953. Открытие сверхтяжелых фрагментов деления (*Даньши и Пневский*).
1958. Измерение ширин возбужденных ядерных уровней (*Мёсбауэр*).
1968. Установление наличия внутри протона точечных объектов, партонов (Станфордский центр линейных ускорителей).

1.5. Частицы

1897. Измерение величины электрического заряда электрона (*Дж. Дж. Томсон*).
1900. Формулировка гипотезы квантов света (*Планк*).
1904. Установление законов фотоэффекта (*Эйнштейн*).
1905. Установление связи между массой и энергией (*Эйнштейн*).
1924. Выдвижение гипотезы о существовании волн, связанных с каждой материальной частицей (*де Бройль*).
1924. Установление статистики *Бозе — Эйнштейна*.
1925. Формулировка принципа запрета и введение понятия спина (*Паули, Гаудсмит и Уленбек*).
1929. Формулировка релятивистского волнового уравнения. Теория дырок, введение понятия античастицы (*Дирак*).
1931. В своем письме к Гейгеру и Мейтнер Паули высказывает гипотезу о существовании нейтрино, частицы, испускаемой в процессах β -распада. Эту гипотезу позднее использовал Ферми при построении первой теории β -распада ядер.
1932. Открытие позитрона в космических лучах (*Андерсон*).
1937. Открытие мюона в космических лучах (*Неддермейер и Андерсон*).
1947. Открытие пиона в космических лучах (*Пауэлл, Латтес, Мюирхед, Оккиялини*).
1947. *Латтес* показывает, что мюон образуется при распаде π -мезона, являющегося квантом ядерного взаимодействия, предсказанным *Юкавой*.

1953. Введение понятия странности в физику частиц (Гелл-Манн, Накано, Нишидзима).
1955. Открытие антипротона на протонном синхротроне в Берклиевской лаборатории в Беркли при энергии протонов 6 ГэВ. Подтверждение открытия на бэватроне (Чемберлен, Сегре, Виганд и Ипсилантис).
1956. Экспериментальное доказательство существования электронного антинейтрино $\bar{\nu}_e$ на мощном Саванна-риверском реакторе (Райнес и Коуэн).
1957. Формулировка гипотезы об осцилляциях нейтрино (Понтекорво).
1958. Измерение на эксперименте спиральности нейтрино (Гольдхабер, Гродзинс и Суньяр).
1960. Теоретическое предсказание существования мезонных резонансов ρ и ω (Сакураи).
1960. Экспериментальное открытие резонанса Y^* (Альварес).
1961. Классификация частиц в $SU(3)$ -симметричной теории (Гелл-Манн и Нееман).
1962. Экспериментальное доказательство существования в природе мюонного нейтрино (Данби с сотр.). Установление отличия свойств мюонного нейтрино ν_μ от свойств электронного нейтрино ν_e (Де Рухула и Глэшоу).
1963. Формулировка гипотезы кварков (Гелл-Манн и Цвейг).
1964. Введение в теорию четвертого, очарованного, кварка (Бьоркен и Глэшоу).
1974. Открытие резонанса Ψ в Станфорде группой Рихтера, а в Брукхейвене группой Тинга. Этот резонанс является связанным 1^3S_1 -состоянием чармония.
1976. Открытие очарованного D^0 -мезона на накопительном кольце SPEAR (Гольдхабер с сотр.) и последующее открытие D^+ -мезона (Перуцци с сотр.).
1976. Открытие тяжелого τ -лептона в Станфорде (Перл).
1977. Экспериментальное наблюдение связанного 1^3S_1 -состояния боттония ($b\bar{b}$), или ипсилон-мезона (Υ), в Фермиевской лаборатории (Ледерман с сотр.).
1983. Экспериментальное наблюдение B -мезона (bq) на Корнельском электронном синхротроне (CESR).
1983. Экспериментальное открытие промежуточных $W^\pm$ - и Z^0 -бозонов в ЦЕРНе. Присуждение Нобелевской премии по физике 1984 г. Ван дер Мееру и Руббиа, работавшим с группой 150 физиков.

1.6. Взаимодействия частиц

1924. Создание основ волновой механики (*де Бройль*).
1926. Создание основ квантовой механики, волновое уравнение (*Шредингер*).
1927. Формулировка принципа неопределенности *Гейзенберга*.
1927. Создание основ квантовой электродинамики (*Дирак*).
1929. Создание релятивистской квантовой электродинамики (*Гейзенберг* и *Паули*).
1935. Создание *Юкавой* первой мезонной теории обменных сил в ядрах.
1949. Создание перенормированной квантовой электродинамики (*Томонага*, *Швингер*, *Фейнман*, *Дайсон*).
1954. Формулировка принципа локальной калибровочной инвариантности (*Янг* и *Миллс*).
1958. Создание первой калибровочной теории сильных взаимодействий (*Бладмен*).
1959. Создание перенормируемой калибровочной теории со спонтанным нарушением симметрии (*Глэшоу*).
1964. Обнаружение несохранения комбинированной *CP*-четности в распадах K^0 -мезонов с относительной величиной эффекта около $2 \cdot 10^{-3}$ (*Христенсен*, *Кронин*, *Фитч* и *Тюрлей*).
1961. Создание калибровочных моделей сильных, слабых и электромагнитных взаимодействий (*Салам* и *Уорд*).
1967. Создание $SU(2) \times U(1)$ теории слабых взаимодействий. Объединение электромагнитных и слабых взаимодействий (*Салам* и *Вайнберг*).
1971. Доказательство перенормируемости калибровочной теории со спонтанным нарушением симметрии (*Тхофт*).
1973. Открытие взаимодействия слабых нейтральных токов (*ЦЕРН*).
1975. Формулировка $SU(5)$ -симметричной теории великого объединения. Возможность распада протона (*Джорджи* и *Глэшоу*).
1978. Первое наблюдение возможных интерференционных эффектов слабого взаимодействия на уровне атомной физики (*Станфорд*).

1.7. Физика нейтрона, деление ядер, атомная энергия

1932. Открытие нейтрона (*Чэдвик*).
1939. Открытие явления деления ядер урана (*Хан* и *Страссманн*).
1939. Открытие явления деления ядер тория (*Грант*).
1939. Введение понятия критической массы (*Перрен*). Обсуждение возможностей осуществления цепной реакции (*Жолио*, *Гальбан* и *Коварски*).

- 1942. Запуск первого ядерного реактора на природном уране мощностью несколько ватт (Ферми с сотр.).
- 1944. Строительство мощного ядерного реактора в Ханфорде, позволившего произвести достаточное количество плутония для осуществления экспериментального взрыва первой атомной бомбы в Аламогордо 16 июля 1945 г. и второй атомной бомбы, взорванной 9 августа 1945 г. в Нагасаки.
- 1948. Запуск первого французского реактора в Фонтенэ-о-Роз. Проработал более 25 лет.
- 1951. Строительство реактора EBR-1 на быстрых нейтронах тепловой мощностью 1 МВт (в Чикаго), который был первым в мире реактором данного типа, использованным для производства электроэнергии.
- 1971. Создание реактора на обычной воде для четырех энергоблоков в Бюжэ (Франция). Строительство завершено в 1975 г.
- 1973. Запуск Феникса, первого мощного французского реактора на быстрых нейтронах, мощностью 250 МВт (в г. Марселе).
- 1985. Запуск в Крейс-Мальвилле Суперфеникса, реактора на быстрых нейтронах мощностью 1200 МВт.

Приложение 2. Основные физические константы ¹⁾

Величина	Обозначение	Численное значение	Относительная ошибка, 10^{-5}
Скорость света ²⁾	c	$2,99792458 (1,2) \cdot 10^{10}$ см/с	0,004
Постоянная Планка	h	$6,626176 (36) \cdot 10^{-27}$ эрг·с	5,4
Постоянная Планка, деленная на 2π	$\hbar = h/2\pi$	$1,0545887 (57) \cdot 10^{-27}$ эрг·с $6,582173 (17) \cdot 10^{-22}$ МэВ·с	5,4 2,6
Заряд электрона	e	$1,6021892 (46) \cdot 10^{-19}$ Кл	2,9
Постоянная конверсии	$\hbar c$	$197,32858 (51)$ МэВ·фм	2,6
Постоянная конверсии	$(\hbar c)^2$	$0,3893857 (20)$ ГэВ ² ·мб	5,2
Масса электрона	m_e	$0,5110034 (14)$ МэВ/ c^2 $9,109534 (47) \cdot 10^{-28}$ г	2,8 5,1
Масса протона	m_p	$938,2796 (27)$ МэВ/ c^2 $1,6726485 (86) \cdot 10^{-24}$ г	2,8 5,1
Масса дейтрона	m_d	$1875,6280 (53)$ МэВ/ c^2	2,8
Атомная единица массы	$^{12}\text{C}/12 = (1 \text{ г})/N_A$	$931,5016 (26)$ МэВ/ c^2 $1,6605655 (86) \cdot 10^{-24}$ г	2,8 5,1

¹⁾ Приводимые здесь значения констант взяты из обзора: «Particle data group»: review of particle properties, Rev. Mod. Phys., 56, 2, 11, Avril 1984.

²⁾ В октябре 1983 г. на Всемирной конференции по мерам и весам принято новое определение метра. Согласно этому определению 1 м есть расстояние, которое проходит пучок света в пустоте за время, равное $1/299792458$ с. Скорость света была принята равной 299792458 м/с.

Величина	Обозначение	Численное значение	Относительная ошибка, 10^{-5}
Постоянная тонкой структуры	$\alpha = e^2/\hbar c$	1/137,03604 (11)	0,82
Классический радиус электрона	$r_e = e^2/m_e c^2$	2,8179380 (70) фм	2,5
Эффективное сечение Томсона	$\sigma = 8\pi r_e^2/3$	0,6652448 (33) б	4,9
Магнетон Бора	$\mu_B = e\hbar/2m_e c$	5,7883785 (95) · 10 ⁻¹⁵ МэВ/Гс 9,274078 (36) · 10 ⁻²⁴ Дж/Тл	1,6 3,9
Ядерный магнетон	$\mu_N = e\hbar/2m_p c$	3,1524515 (53) · 10 ⁻¹⁸ МэВ/Гс 5,050824 (20) · 10 ⁻²⁷ Дж/Тл	1,7 3,9
Магнитный момент электрона	$\mu_e = (g_e/2) \mu_B$	9,284832 (36) · 10 ⁻²⁴ Дж/Тл	3,9
Гравитационная постоянная	G_N	6,6720(41) · 10 ⁻⁸ см ³ · г ⁻¹ с ⁻²	615
Константа Ферми слабого взаимодействия	$G_F/(\hbar c)^3$	1,16637 (2) · 10 ⁻⁵ ГэВ ⁻²	17
Число Авогадро	N_A	6,022045 (31) · 10 ²³ моль ⁻¹	5,1
Постоянная Больцмана	k	1,380662 (44) · 10 ⁻¹⁶ эрг · К ⁻¹ 8,61735 (28) 10 ⁻⁵ эВ · К ⁻¹	32 32
Молярный объем	$N_A k (273,15 \text{ К}) / (10^5 \text{ Па})$	22 413,83 (70) см ³ · моль ⁻¹	31
Постоянная Стефана — Больцмана	$\sigma = \pi^2 k^4/60 \hbar^3 c^2$	5,57032 (7) · 10 ⁻⁵ эрг · с ⁻¹ × × см ⁻² · К ⁻⁴	125

Приложение 3. Таблица частиц

3.1. Частицы, стабильные по отношению к сильному взаимодействию

В данной таблице приведены стабильные частицы, а также частицы, распадающиеся за счет электромагнитного или слабого взаимодействия. Данные заимствованы из обзора: Particle data group: review of particle properties, Rev. Mod. Phys., 56, 2, II, Avril 1984.

В столбцах таблиц слева направо приводятся: символ частицы; изоспин; в скобках даются значения спина и четности (J^P); масса в мегаэлектронвольтах; время жизни (τ) или ширина уровня (Γ). Γ и τ связаны формулой $\Gamma\tau = \hbar$. Приводятся также значения произведения $c\tau$, где c — скорость света (см/с), а τ — время жизни (с); наиболее вероятные каналы распада с указанием их относительных вероятностей; значение импульса p образующейся частицы; в случае распада на 3 и более частиц приводится максимальное значение импульса.

В отдельной таблице приведены значения странности S , очарования C и прелести B адронов. В другой отдельной таблице приведены магнитные моменты наиболее известных частиц.

Странность S , очарование C и прелесть B частиц, стабильных по отношению к сильному взаимодействию

Мезоны	S	C	B
π, η	0	0	0
K^+, K^0	+1	0	0
$K^-, \bar{K}^0$	-1	0	0
D^+, D^0	0	+1	0
$D^-, \bar{D}^0$	0	-1	0
F^+	+1	+1	0
F^-	-1	-1	0
B^+, B^0	0	0	+1
$B^-, \bar{B}^0$	0	0	-1
Барионы			
p, n	0	0	0
Λ, Σ	-1	0	0
Ξ	-2	0	0
Ω^-	-3	0	0
Λ_c^+	0	+1	0

Магнитные моменты наиболее известных частиц

Значения всех магнитных моментов приводятся в единицах магнетона $e\hbar/2mc$, где m — масса покоя частицы.

e	$1,001159652209 \pm 0,0000000000031$
μ	$1,001165924 \pm 0,000000009$
p	$2,7928456 \pm 0,0000011$
n	$-1,91304184 \pm 0,000000088$
Λ	$-0,613 \pm 0,004$
Σ^+	$2,379 \pm 0,020$
Σ^-	$-1,10 \pm 0,05$
Ξ^0	$-1,250 \pm 0,014$
Ξ^-	$-1,85 \pm 0,75$

Калибровочные бозоны

γ	(1^-)	$< 3 \cdot 10^{-38}$	Стабилен				
W		$80\,800 \pm 2700$	$\Gamma < 7 \text{ ГэВ}$	$e\nu$	?	40	400
Z		$929\,900 \pm 1600$	$\Gamma < 8,5 \text{ ГэВ}$	e^+e^- $\mu^+\mu^-$	?	46	450

Лептоны

ν_e	$1/2$	$< 0,000046$	Стабилен				
e	$1/2$	$0,5110034$ $\pm 0,0000014$	Стабилен ($> 2 \cdot 10^{22}$ лет)				
ν_μ	$1/2$	$0 (< 0,50)$	Стабилен				
μ	$1/2$	$105,65932$ $\pm 0,00029$	$2,19709 \cdot 10^{-6}$ $\pm 0,00005$	$e^-\bar{\nu}\nu$		100	53

$$\sigma\tau = 6,5867 \cdot 10^4$$

$$\nu_\tau \quad 1/2 \quad < 164$$

τ	$1/2$	$1784,2 \pm 3,2$	$(3,4 \pm 0,5) \cdot 10^{-13} \text{ а}$	Нейтраль- ные адроны		$(48,1 \pm 2,0) \%$ $(18,5 \pm 1,1) \%$ $(16,5 \pm 0,9) \%$
--------	-------	------------------	--	-------------------------	--	---

^а Недавно получено новое значение для времени жизни τ лептона $\tau = (3,15 \pm \pm 0,36 \pm 0,4) 10^{-13} \text{ с}$

Нестранные мезоны

$\pi^\pm$	1 (0) ⁻	139,5673 $\pm 0,0007$	$2,6030 \cdot 10^{-8}$ $\pm 0,0023$	$(\pi^+) \mu^+ \nu$	100 %	30
			$c\tau = 780,4$	$(\pi^-) \mu^- \bar{\nu}$		
π^0	1 (0) ⁻	134,9630 $\pm 0,0038$	$0,83 \cdot 10^{-16}$ $\pm 0,06$	$\gamma\gamma$	$(98,802 \pm 0,030) \%$	67
			$c\tau = 2,5 \cdot 10^{-6}$	$\gamma e^+ e^-$	$(1,198) \%$	67
η	0 (0) ⁻	548,8 $\pm 0,6$	$\Gamma = (0,88 \pm$ $\pm 0,12) \text{ кэВ}$	Нейтраль- ные:	$(70,9 \pm 0,7) \%$	
				$\gamma\gamma$	$(39,0 \pm 0,8) \%$	175
				$3\pi^0$	$(31,8 \pm 0,8) \%$	180
				Заряжен- ные:	$(29,1 \pm 0,7) \%$	
				$\pi^+ \pi^- \pi^0$	$(23,7 \pm 0,5) \%$	175
				$\pi^+ \pi^- \gamma$	$(4,91 \pm 0,13) \%$	236

Странные мезоны

K^+	1/2 (0) ⁻	493,667 $\pm 0,015$	$1,2371 \cdot 10^{-8}$ $\pm 0,0026$	$(K^+) \mu^+ \nu$	$(63,51 \pm 0,16) \%$	236
			$c\tau = 370,9$	$\pi^+ \pi^0$	$(21,17 \pm 0,15) \%$	205
				$\pi^+ \pi^+ \pi^-$	$(5,59 \pm 0,03) \%$	125
K^0	1/2 (0) ⁻	497,67 $\pm 0,13$		50 % K_S (коротко- живущие)		
$\bar{K}^0$				50 % K_L (долгожи- вущие)		
K_S^0	1/2 (0) ⁻		$0,8923 \cdot 10^{-10}$ $\pm 0,0022$	$\pi^+ \pi^0$	$(68,61 \pm 0,24) \%$	206
			$c\tau = 2,675$	$\pi^0 \pi^0$	$(31,39 \pm 0,24) \%$	209
K_L^0	1/2 (0) ⁻		$5,18 \cdot 10^{-8}$ $\pm 0,040$	$\pi^0 \pi^0 \pi^0$	$(21,5 \pm 1,0) \%$	139
			$c\tau = 1554$	$\pi^\pm \mu^\mp \nu$	$(27,1 \pm 0,4) \%$	216
				$\pi^\pm e^\mp \nu$	$(38,7 \pm 0,5) \%$	229
				$\pi^+ \pi^- \pi^0$	$(12,6) \%$	

Очарованные нестранные мезоны

$D^\pm$	$1/2 (0^-)$	$1869,4$	$(9,2^{+1,7}_{-1,2}) \cdot 10^{-13}$	$D^+ \bar{K}^0 K^0$	$(48 \pm 15) \%$
		$\pm 0,6$		$e^+ + \text{др.}$	$(19^{+4}_{-3}) \%$
				$K^- + \text{др.}$	$(16 \pm 4) \%$
D^0	$1/2 (0^-)$	$1864,7$	$(4,4^{+0,8}_{-0,6}) \cdot 10^{-13}$	$(D^0) K^- + \text{др.}$	$(44 \pm 10) \%$
$\bar{D}^0$		$\pm 0,6$			
			$c\tau = 0,013$	$\bar{K}^0 + K^0$	$(33 \pm 10) \%$
				$K^+ + \text{др.}$	$(8 \pm 3) \%$

Очарованные странные мезоны

$F^\pm$	$0 (0^-)$	1971 ± 6	$(1,9^{+1,3}_{-0,7}) \cdot 10^{-13}$	$(F^+) \Phi \pi^+$	?	713
			$c\tau = 0,006$			

Прелестные мезоны

$B^\pm$	$1/2 (0^-)$	$5270,8$		$(B^+) D^- \pi^+ \pi^+$	$(4,8 \pm 3,0) \%$	2243
		$\pm 3,0$				
B^0	$1/2 (0^-)$	$5274,2$		$(B^0) \bar{D}^0 \pi^+ \pi^-$	$(13 \pm 9) \%$	2298
$\bar{B}^0$		$\pm 2,8$				
Смесь $B^\pm, B^0, \bar{B}^0$			$(14 \pm 4) \cdot 10^{-13}$	$D^0 + \text{др.}$	$(80 \pm 28) \%$	
			$c\tau = 0,042$	$e^\pm \nu$ адроны	$(13,0 \pm 1,3) \%$	
				$\mu^\pm \nu$ адроны	$(12,4 \pm 3,5) \%$	

Нестранные барионы

p	$1/2 (1/2^+)$	$938,2796$ $\pm 0,0027$	Стабилен ^a ($>10^{32}$ лет) $ q_p - q_e < 10^{-21} q_e $		
n	$1/2 (1/2^+)$	$939,5731$ $\pm 0,0027$	898 ± 16 $c\tau = 2,7 \cdot 10^{13}$	$p e^- \bar{\nu}$ 100 %	1,3

$$m_p - m_n = -1,293323 \pm 0,000016$$

Странные барионы ($S = -1$)

Λ	$0 (1/2^+)$	$1115,60$ $\pm 0,05$	$2,632 \cdot 10^{-10}$ $\pm 0,020$ $c\tau = 7,89$	$p\pi^-$ $n\pi^0$ (64,2 $\pm$ 0,5) % (35,8 $\pm$ 0,5) %	100 104
Σ^+	$1 (1/2^+)$	$1189,36$ $\pm 0,06$	$0,800 \cdot 10^{-10}$ $\pm 0,004$ $c\tau = 2,40$	$p\pi^0$ $n\pi^+$ (51,64 $\pm$ 0,30) % (48,36 $\pm$ 0,30) %	189 185
Σ^0	$1 (1/2^+)$	$1192,46$ $\pm 0,08$	$5,8 \cdot 10^{-20}$ $\pm 1,3$ $c\tau = 1,7 \times$ $\times 10^{-9}$	$\Delta\gamma$ 100 %	74
Σ^-	$1 (1/2^+)$	$1197,34$ $\pm 0,05$	$1,482 \cdot 10^{-10}$ $\pm 0,011$ $c\tau = 4,44$	$n\pi^-$ 100 %	193

Странные барионы ($S = -2$)

Ξ^0	$1/2 (1/2^+)$	$1314,9$ $\pm 0,6$	$2,90 \cdot 10^{-10}$ $\pm 0,10$ $c\tau = 8,69$	$\Lambda\pi^0$ 100 %	135
Ξ^-	$1/2 (1/2^+)$	$1321,32$ $\pm 0,13$	$1,641 \cdot 10^{-10}$ $\pm 0,016$ $c\tau = 4,92$	$\Lambda\pi^0$ 100 %	139

^a Из данных по распаду $p \rightarrow e^+ \pi^0$. Для антипротона $\tau_p^- > 10^7$ лет (из данных по взаимодействию космических лучей с веществом)

Странные барионы ($S = -3$)

Ω^-	0 (3/2 ⁺)	1672,45	$0,819 \cdot 10^{-10}$	ΛK^-	$(68,6 \pm 1,3) \%$	211
		$\pm 0,32$	$\pm 0,027$	$\Xi^0 \pi^-$	$(23,4 \pm 1,3) \%$	294
			$\sigma\tau = 2,46$	$\Xi^- \pi^0$	$(8,0 \pm 0,8) \%$	290

Очарованные нестранные барионы

Λ_c	0 (1/2 ⁺)	2282,0	$(2,3^{+1,0}_{-0,6}) 10^{-13}$	Λ и др.	$(33 \pm 29) \%$	
		$\pm 3,1$	$\sigma\tau = 0,0007$	e^+ и др.	$(4,5 \pm 1,7) \%$	
				$p K^- \pi^+$	$(2,2 \pm 1,0) \%$	820

В настоящее время проводятся эксперименты по поиску частиц: топ-адронов, свободных кварков, магнитных монополей и др

3.2. Примеры резонансов

Полный список резонансов очень длинный. Он уточняется и видоизменяется по мере открытия новых частиц. Ниже мы приводим только резонансы, упоминаемые в тексте данной книги, с которыми по этой причине полезно познакомиться более детально.

Форма изложения материала в таблицах принята та же, что и прежде, а именно в столбцах таблиц (слева направо) приводятся символ частицы; изоспин; в скобках даются значения спина и четности (J^P); масса в мегаэлектронвольтах; ширина уровня Γ в мегаэлектронвольтах; наиболее вероятные каналы распада с указанием их относительных вероятностей; импульс (МэВ/с) образующейся частицы; в случае распада на 3 и более частицы приводится максимальное значение импульса.

Данные взяты из обзора: Particle data group: review of particle properties, Rev. Mod. Phys., 56, 2, II, Avril 1984.

Мезонные резонансы

ρ (770)	1 (1 ⁻)	769 ± 3	154 ± 5	$\pi\pi$	~ 100	358
ω (783)	0 (1 ⁻)	$782,6 \pm 0,2$	$9,9 \pm 0,2$	$\pi^+\pi^-\pi^0$	$89,9 \pm 0,5$	327
η' (958)	0 (0 ⁻)	$957,57 \pm 0,25$	$0,29 \pm 0,05$	$\eta\pi\pi$	$65,3 \pm 1,6$	231
ε (1300)	0 (0 ⁺)	1300	200—600	$\pi\pi$	~ 90	635
ρ (1600)	1 (1 ⁻)	1590 ± 20	260 ± 100	4π	60 ± 7	733
или ρ'				$\pi\pi$	23 ± 7	783
ω (1670)	0 (3 ⁻)	1668 ± 5	166 ± 15	3π	?	806
J/Ψ (3100)	0 (1 ⁻)	$3\ 096,9 \pm 0,1$	$0,063 \pm 0,009$	Адроны + γ	85 ± 2	
Ψ (3770)	(1 ⁻)	$3\ 770 \pm 3$	25 ± 3	$D\bar{D}$	Доминир.	242
Ψ (4030)	(1 ⁻)	$4\ 030 \pm 5$	52 ± 10	Адроны	Доминир.	
Ψ' (4160)	(1 ⁻)	$4\ 159 \pm 20$	78 ± 20	Адроны	Доминир.	
Ψ (4415)	(1 ⁻)	$4\ 415 \pm 6$	43 ± 20	Адроны	Доминир.	
Ψ (9460)	(1 ⁻)	$9\ 460 \pm 0,3$	$0,043 \pm 0,0066$	$\mu^+\mu^-$	$2,9 \pm 0,5$	4729
				e^+e^-	$2,5 \pm 0,5$	4730
				$\tau^+\tau^-$	$3,4 \pm 0,8$	4381
Υ (10025) или Υ (25)	(1 ⁻)	$10\ 023,4 \pm 0,3$	$0,0296 \pm 0,0047$	Υ (9460) $\pi\pi$	$19,5 \pm 1,7$	476
Υ (10 355) или α (25)	(1 ⁻)	$10\ 355,5 \pm 0,5$	$0,0177 \pm 0,051$	Много ка- налов		
Υ (10 577) или Υ (45)	(1 ⁻)	$10\ 577,4 \pm 1$	14 ± 5			
Υ (10 845) или Υ (55)		$10\ 845 \pm 20$	110 ± 15			
(?) Υ (11 020) или Υ (65)		$11\ 020 \pm 30$	90 ± 20			

Барнонные резонансы

N (1440)	$1/2$ ($1/2+$)	1400—1480	120—350	$N\pi$	50—70	397
------------	------------------	-----------	---------	--------	-------	-----

N (1520)	$1/2$ ($3/2-$)	1510—1530	100—140	$N\pi$	50—60	456
------------	------------------	-----------	---------	--------	-------	-----

Вышележащие резонансы: N (1535)— N (1650)— N (1675)— N (1680)—
 $-N$ (1700)— N (1710)— N (1720)— N (2190)—
 $-N$ (2220)— N (2250)— N (2600).

Δ (1232)	$3/2$ ($3/2+$)	1230—1234	110—120	$N\pi$	99,4	227
-----------------	------------------	-----------	---------	--------	------	-----

Δ (1620)	$3/2$ ($1/2-$)	1600—1650	120—160	$N\pi\pi$	70	488
-----------------	------------------	-----------	---------	-----------	----	-----

Вышележащие резонансы: Δ (1700)— Δ (1900)— Δ (1905)— Δ (1910)—
 Δ (1930)— Δ (1950)— Δ (2420)

Λ (1405)	0 ($1/2-$)	1405 ± 5	40 ± 10	$\Sigma\pi$	100	152
------------------	----------------	--------------	-------------	-------------	-----	-----

Λ (1520)	0 ($3/2-$)	$1519,5 \pm 1,0$	$15,6 \pm 1,0$	$N\bar{K}$	45 ± 1	244
				$\Sigma\pi$	42 ± 1	267

Вышележащие резонансы: Λ (1600)— Λ (1670)— Λ (1690)— Λ (1800)—
 Λ (1820)— Λ (1830)— Λ (1890)— Λ (2100)—
 Λ (2110)— Λ (2350).

Σ (1835)	1 ($3/2+$)	$1382,0 \pm 0,4$	35 ± 1	$\Lambda\pi$ $\Lambda\pi$	88 ± 2 12 ± 2	208 127
-----------------	----------------	------------------	------------	------------------------------	--------------------------	------------

Σ (1660)	1 ($1/2+$)	1630—1690	40—200	$N\bar{K}$	10—30	405
-----------------	----------------	-----------	--------	------------	-------	-----

Вышележащие резонансы: Σ (1670)— Σ (1750)— Σ (1775)— Σ (1915)—
 Σ (1940)— Σ (2030)— Σ (2250).

Ξ (1820)	$1/2$ ($3/2$)	1823 ± 6	20^{+15}_{-10}	$\Lambda\bar{K}$	~ 45	396
				$\Xi\pi$	~ 45	231

Ξ (2030)	$1/2$ (?)	2024 ± 6	16^{+15}_{-5}	$\Sigma\bar{K}$	~ 80	524
--------------	-----------	--------------	-----------------	-----------------	-----------	-----

Приложение 4. Литература

Большинство работ, указанных в данном списке литературы (за исключением лишь отдельных «классических» работ), были опубликованы после 1970 г.

4.1. Общие курсы (книги ко всем главам)

В данном разделе приведены в основном книги по ядерной физике, а ссылки на книги по физике частиц и их взаимодействиям даются отдельным списком (см. разд. 4.4 и 4.5).

1. *Arnikar H. J.*, Essentials of nuclear chemistry, Wiley eastern ltd, New-Delhi, 1982.
2. Effective interaction and operators in nuclei, Ed. *Barrett B. R.*, Springer Verlag, New-York, 1975.
3. *Barrett R. C.*, *Jackson D. F.*, Nuclear sizes and structures, Clarendon, Oxford, 1977.
4. *Bessis J.*, Manuel de physique nucléaire, Eyrolles, Paris, 1978.
5. *Blanc D.*, Physique nucléaire, Masson, Paris, 1980; Physique nucléaire, collection «Que sais-je?», Presses Universitaires de France, n° 2139, Paris, 1984.
6. *Bohr A.*, *Mottelson B.*, Nuclear structure, Benjamin, Londres, 1975. [Имеется перевод: *Бор О.*, *Моттelson Б.* Структура атомного ядра. Т. 1. Одночастичное движение. — М.: Мир, 1971; Т. 2. Деформация ядер. — М.: Мир, 1977.]
7. *Bowler M. G.*, Nuclear physics, Pergamon Press, Oxford, 1973.
8. *Burcham W. E.*, Elements of nuclear physics, Longman, Londres, 1981.
9. *Cagnac B.*, *Pebay-Peroula J. C.*, Physique atomique, Dunod, Paris, 1971.
10. *Frauenfelder H.*, *Henley E. M.*, Sub-atomic physics, Prentice Hall, Englewood Cliffs, New-Jersey, 1974.
11. *Horniyak W. F.*, Nuclear structure, Academic Press, New-York, 1975.
12. *Kim Y. N.*, Mesic atoms and nuclear structure, North-Holland, Amsterdam, 1971. [Имеется перевод: *Ким Е. Н.* Мезонные атомы и ядерная структура. — М.: Атомиздат, 1975.]
13. *Lederer C. M.*, *Shirley V. S.*, Table of isotopes, Wiley, New-York, 7th edition, 1978.
14. *Preston M. A.*, *Bhaduri R. K.*, Structure of the nucleus, Addison-Wesley, Reading, U. S. A., 1975.
15. *Seaborg G. T.*, *Loveland W.*, Nuclear chemistry. Benchmark papers in physical chemistry and chemical physics, n° 5, Hutchinson Ross Publ. Comp., Stroudsburg, 1982.
16. *Semat H.*, *Albright J. R.*, Introduction to atomic and nuclear physics, 5th edition, Chapman and Hall, Londres, 1973.
17. *Shirokov Yu. M.*, *Yudin N. P.*, Nuclear physics, 2th edition, édition en anglais, Mir, Moscou, 1982. [Широков Ю. М., Юдин Н. П. Ядерная физика, 2-е изд. — М.: Наука, 1980.]
18. *Smith C. J.*, *Stokes A. R.*, The principles of atomic and nuclear physics, E. Arnold, Londres, 1972.

19. *Turnbull R. M.*, The structure of matter. An introduction to atomic, nuclear and particle physics, Blackie, Londres, 1975.
20. *Valentin L.*, Physique sub-atomique: noyaux et particules. I: Approche élémentaire; II: Développements, Hermann, Paris, 1982. [Имеется перевод: *Валантэн Л.* Субатомная физика: ядра и частицы. Т. 1. Элементарный подход; Т. 2. Дальнейшее развитие. — М.: Мир, 1986.]
21. *Weinberg S.*, The discovery of sub-atomic particles, W. H. Freeman, New-York, 1984. [Имеется перевод: *Вайнберг С.* Открытие субатомных частиц. — М.: Мир, 1986.]
22. *Wildermuth K., Tang Y. C.*, A unified theory of the nucleus, Academic Press, New-York, 1977. [Имеется перевод: *Вильдермут К., Тан Я.* Единая теория ядра. — М.: Мир, 1980.]

4.2. Радиоактивность. Трансурановые элементы

1. La radio-activité artificielle a cinquante ans (*Коллектив авторов*), Editions de Physique, Les Ulis, 1984.
2. *Edelsstein N. M.*, Actinides in perspective, Pergamon Press, New-York, 1982.
3. *Friedlander G., Kennedy J. W., Macias E. J., Miller J. M.*, Nuclear and radiochemistry, John Wiley, New-York, 1981.
4. *Fisher C.*, Les radio-éléments et leurs utilisations, Eyrolles, Paris, 1980.
5. *Greenwood W. N., Gibb T. C.*, Mössbauer spectroscopy, Chapman et Hall, Londres, 1971.
6. *Lefort M.* La chimie nucléaire. Etude des noyaux radio-actifs et des réactions nucléaires, Dunod, Paris, 1966.
7. *Lodhi M. A. K. et coll.*, Superheavy elements, Pergamon, New-York, 1978.
8. *Radvanyi P., Bordry M.*, La radio-activité artificielle et son histoire, Points «science», le Seuil, Paris, 1984.
9. *Seaborg G. T. et coll.*, Transuranium elements, products of modern alchemy, Dowden, Hutchinson and Ross, Stroudsburg, 1978.

4.3. Ядерные реакции, модели ядра

1. *Brown G. E., Jackson A. D.*, The nucleon-nucleon interaction, North-Holland, Amsterdam, 1976.
2. *Elliott J. P.*, The interacting boson model of nuclear structure, Rep. Progr. Phys., 48, 171 (1985).
3. Contemporary research topics in nuclear research, Eds. *Feng D. H., Vallieres M., Guidry M., Riedinger L. L.*, Plenum, New-York, 1982.
4. Bosons in nuclei, Eds. *Feng D. H., Pittel S., Vallieres M.*, World Scientific, Singapour, 1984.
5. *Hodgson P. E.*, Nuclear heavy ions reactions, Clarendon Press, Oxford, 1978.
6. The interacting boson model, Ed. *Iachello F.*, Plenum, New-York, 1979.
7. Interacting Bose-Fermi systems in nuclei, Ed. *Iachello F.*, Plenum, New-York, 1981.
8. *Jackson D. F.*, Nuclear reactions, Methuen, 1970.
9. *Lawson R. D.*, Theory of the nuclear shell model, Clarendon Press, Oxford, 1980.
10. *Myers W. D.*, Droplet model of atomic nuclei, Plenum, New-York, 1977.
11. *Norenberg W., Weidenmuller H. A.*, Introduction to the theory of heavy-ion collisions, Springer Verlag, Berlin, 1976.
12. *Satchler G. R.*, Introduction to nuclear reactions, Mac-Millan, New-York, 1980.
13. *Shlomo S.*, Nuclear Coulomb energies, Rep. Progr. Phys., 41, 957 (1978).

4.4. Частицы

1. *Barbour I., Davies A.*, Fundamentals of quark model, University of Glasgow, Glasgow, 1976.
2. *Bransden B. H., Evans D., Major J. V.*, The fundamental particles, Van Nostrand Reinhold, Londres, 1973.
3. *Bullock F. W., Devenish R. C. E.*, Lepton spectroscopy, Rep. Progr. Phys., **46**, 1029, (1983).
4. *Bryckling E., Kajantie K.*, Particle kinematics, Wiley, New-York, 1973. [Имеется перевод: Бюклинг Е., Каянти К. Кинематика элементарных частиц. — М.: Мир, 1975.]
5. *Carrigan R. A., Trower W. P.*, Magnetic monopoles, Plenum, New-York, 1983.
6. *Cheng D. C., O'Neill G. K.*, Elementary particle physics, Addison Wesley, Reading, Mass., 1979.
7. *Close F. E.*, An introduction to quarks and partons, Academic press, Londres, 1979. [Имеется перевод: Клоуз Ф. Кварки и партоны: введение в теорию. — М.: Мир, 1982.]
8. *Close F. E.*, The quark-parton model, Rep. Progr. Phys., **42**, 85 (1979).
9. *Eichten E., Hinchliffe I., Lane K., Quigg C.*, Supercollider physics, Rev. Mod. Phys., **54**, 579 (1984).
10. *Fritsch H.*, Quarks, Piper and Co., 1981.
11. *Georgi H.*, Lie algebras in particle physics, Benjamin-Cummings, Reading, Mass., 1982.
12. *Gottfried K., Weisskopf V. F.*, Concepts in particle physics, vol. 1, Oxford Univ. Press, New-York, 1984. [Имеется перевод: Готтфрид К., Вайскопф В. Концепции физики элементарных частиц. — М.: Мир, 1988.]
13. *Halzen F., Martin A. D.*, Quarks and leptons: an introductory course in modern particle physics, John Wiley, New-York, 1984. [Имеется перевод: Хэлзен Ф., Мартин А. Кварки и лептоны. Введение в физику частиц. — М.: Мир, 1987].
14. *Huang K.*, Quarks, leptons and gauge fields, World Scientific, Heiden, Philadelphia, 1983. [Имеется перевод: Хуанг К. Кварки, лептоны и калибровочные поля. — М.: Мир, 1985.]
15. *Lee T. D.*, Particle physics and introduction to field theory, Harwood Acad. Publishers, Chur., 1980.
16. *Norel G.*, Histoire de la matière et de la vie. Les transformations de l'énergie et de l'évolution. Collection «recherches interdisciplinaires», Maloine, Paris, 1984.
17. *Omnes R.*, Introduction to particle physics, Wiley, New-York, 1970. Introduction à l'étude des particules élémentaires, Ediscience, Paris, 1970.
18. *Perkins D. H.*, Introduction to high energy physics, Addison Wesley, Reading, Mass., 1982. [Имеется перевод: Перкинс Д. Введение в физику высоких энергий. — М.: Мир, 1975.]
19. *Petley B. W.*, The fundamental physical constants and the frontier of measurement, Adam Hilger Ltd, Bristol, 1985.
20. *Pilkuhn H.*, Relativistic particle physics, Springer Verlag, New-York, 1979. [Имеется перевод: Пилькун Х. Физика релятивистских частиц. — М.: Мир, 1983.]
21. *Ramsey N. F.*, Electron dipole moments of elementary particles, Rep. Progr. Phys., **45**, 95 (1982).
22. *Renard F. M.*, Basics of electron-positron collisions, Editions frontières, 1981.
23. *Tassie L. J.*, The physics of elementary particles, Longman, Londres, 1973.
24. *Wolfendale A. W.*, Cosmic rays at ground level. The Institute of Physics, Londres, 1973.

4.5. Взаимодействия частиц

1. *Aitchison I. J. R.*, An informal introduction to gauge field theory, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1982.
2. *Aitchison I. J. R.*, *Hey A. J. G.*, Gauge theories in particles physics: a practical introduction, Adam Hilger Ltd, Bristol, 1982.
3. *Bailin D.*, Weak interaction, Adam Hilger Ltd, Bristol, 1982 (second edition).
4. *Bullock F. W.*, *Devenish R. C. E.*, Lepton spectroscopy, Rep. Progr. Phys., **46**, 1029 (1983).
5. *Collins P. D. B.*, *Martin A. D.*, Hadron reaction mechanism, Rep. Progr. Phys., **45**, 335 (1982).
6. Weak interaction. Interaction faible. Eds. *Gaillard M. K.*, *Nicolic M.*, Institut national de physique nucléaire et de physique des particules, Paris, 1977. [Имеется перевод: Слабые взаимодействия. Под ред. *Гайар М. К.*, *Николич М.* — М.: Энергоатомиздат, 1984.]
7. *Collins P. D. B.*, *Martin A. D.*, Hadron interactions, Adam Hilger Ltd, Bristol, 1984.
8. *Commins E. D.*, Weak interactions, Mac-Graw Hill, New-York, 1973.
9. Quantum theory of gravity, Ed. *Christensen S. M.*, Adam Hilger Ltd, Bristol, 1984.
10. *Donnelly T. W.*, Elastic magnetic electron scattering from nuclei, Rev. Mod. Phys., **56**, 461 (1984).
11. *El Baz E.*, Interactions fondamentales et structure de la matière, Hermann, Paris, 1982.
12. *Feynman R. P.*, Photon-hadron interactions, Benjamin, New-York, 1980. [Имеется перевод. *Фейнман Р.* Взаимодействие фотонов с адронами. — М.: Мир, 1975.]
13. *Galison P.*, How the first neutral-current experiments ended, Rev. Mod. Phys., **55**, 477 (1983).
14. *Itzykson C.*, *Zuber J. B.*, Quantum field theory, Mac-Graw Hill, New-York, 1980. [Имеется перевод. *Итцксон К.*, *Зюбер Ж.-Б.* Квантовая теория поля. В 2-х т. — М.: Мир, 1984.]
15. *Källen G.* Quantum electrodynamics, Adison Wesley, Reading, Mass., 1972.
16. *Leader E.*, *Predazzi E.*, An introduction to gauge theories and the «new physics», Cambridge University Press, Cambridge, 1982.
17. *Lichtenberg D. B.*, Unitary symmetry and elementary particles, Academic Press (second edition), New-York, 1978.
18. *Myatt G.*, Experimental verification of the Salam-Weinberg theory, Rep. Prog. Phys., **45**, 1 (1982).
19. *Perl M. L.*, High energy hadron physics, Wiley, New-York, 1974.
20. *Scadron M. D.*, Advanced quantum theory, Springer Verlag, New-York, 1979.
21. *Taylor J. C.*, Gauge theory of weak interactions, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1976. [Имеется перевод: *Тейлор Дж.* Калибровочные теории слабых взаимодействий. — М.: Мир, 1978.]
22. *Wess J.*, *Bagger J.*, Super-symmetry and super-gravity, Princeton Univ. Press, Princeton, N.J., 1983. [Имеется перевод *Весс Ю.*, *Беггер Дж.* Суперсимметрия и супергравитация. — М.: Мир, 1986.]
23. *Eichten E.*, *Hinchliffe I.*, *Lane K.*, *Quigg C.*, Supercollider physics, Rev. Mod. Phys., **56**, n° 4, 579 (1984).

4.6. Физика нейтрона, деление ядер, атомная энергия

1. *Barjon R.*, Physique des réacteurs nucléaires de puissance, Institut des Sciences Nucléaires, Grenoble, 1975.
2. *Blanc D.*, La sûreté nucléaire, Collection «Que sais-je?», n° 2032, Presses Universitaires de France, Paris, 1982.

3. *Blanc D.*, Les réacteurs atomiques, Collection «Que sais-je?», n° 2243, 1986.
4. *Bussac J., Reuss P.*, Traité de neutronique, physique et calcul des réacteurs nucléaires, 2^e édition, Hermann, Paris, 1985.
5. *Chelet Y.*, L'énergie nucléaire, Le Seuil (le rayon de la science), Paris, 1976.
6. *Chickens J. C.*, Nuclear power hazard control policy, Pergamon Press, Oxford, 1982.
7. Vivre avec le nucléaire (*Коллектив авторов*), collection «Pluriel», Hachette, Paris, 1982.
8. Guide international de l'énergie nucléaire (*Коллектив авторов*), O. Lesourd, Paris, 1986.
9. Neutron scattering in the «nineties» (conférence internationale) (*Коллектив авторов*), A. I. E. A., Vienne, 1985.
10. Neutron diffraction. Topics in current physics, Ed. *Dachj H.*, vol. 6, Springer Verlag, Berlin, 1978.
11. *Glasstone S., Sesonski A.*, Nuclear reactor engineering, Van Nostrand Reinhold Co., Londres, 1981.
12. *Golub R., Pendlebury J. M.*, Ultra-cold neutrons, Rep. Progr. Phys., **42**, 441 (1979).
13. *Ligou J.*, Les installations nucléaires, Presses polytechniques romandes, Lausanne, 1982.
14. *Marshall W. C., Lovesy S. W.*, Theory of thermal neutron scattering, Clarendon, Oxford, 1971.
15. *Peyron G. et coll.*, Les réacteurs à eau ordinaire. Collection du C. E. A., Eyrolles, Paris, 1977.
16. *Roberts J. T. A.*, Structural materials in nuclear power systems, Plenum, New-York, 1981.
17. Syndicat C. F. D. T. de l'énergie atomique, L'électronucléaire en France, «Points», le Seuil, Paris, 1980.
18. *Winterton R. H. S.*, Thermal design of nuclear reactors, Pergamon Press, Oxford, 1981.

1
2
3
4
5
6
7
8

IA	IIA	IIIB	IVB	VB	VIB	VII B	VIII	IB	IIB	IIIA	IVA	VA	VI A	VIIA	0		
1 H															2 He		
3 Li	4 Be														10 Ne		
11 Na	12 Mg														18 Ar		
19 K	20 Ca	21 Sc	22 Ti	23 V	24 Cr	25 Mn	26 Fe	27 Co	28 Ni	29 Cu	30 Zn	31 Ga	32 Ge	33 As	34 Se	35 Br	36 Kr
37 Rb	38 Sr	39 Y	40 Zr	41 Nb	42 Mo	43 Tc	44 Ru	45 Rh	46 Pd	47 Ag	48 Cd	49 In	50 Sn	51 Sb	52 Te	53 I	54 Xe
55 Cs	56 Ba	57—71	72 Hf	73 Ta	74 W	75 Re	76 Os	77 Ir	78 Pt	79 Au	80 Hg	81 Tl	82 Pb	83 Bi	84 Po	85 At	86 Rn
87 Fr	88 Ra	89—103	104 Kh	105 Ha	106	107	108	109	110	111	112	113	114	115	116	117	118
119	120	121															

57 La	58 Ce	59 Pr	60 Nd	61 Pm	62 Sm	63 Eu	64 Gd	65 Tb	66 Dy	67 Ho	68 Er	69 Tm	70 Yb	71 Lu
----------	----------	----------	----------	----------	----------	----------	----------	----------	----------	----------	----------	----------	----------	----------

Лантаноиды.

89 Ac	90 Th	91 Pa	92 U	93 Np	94 Pu	95 Am	96 Cm	97 Bk	98 Cf	99 Es	100 Fm	101 Md	102 No	103 Lr
----------	----------	----------	---------	----------	----------	----------	----------	----------	----------	----------	-----------	-----------	-----------	-----------

Актиноиды

Предметный указатель

Адронные струн 71
Адроны 10, 57
Активная зона реактора 303
Активность радиоактивного препарата 162
Алгебра *Ли* 135
Альфа-распад 157, 228
Амплитуда парциальной волны 31
Античастицы 51
Атомная единица массы 17
— масса 16
Атомный номер 15

Барийон 57
Барийонное число 146
Беккерель (единица измерения) 162
Бета-распад 157
Бозон 54
— векторный 80
Брейта — *Вигнера* резонанс 50

Вайнберга угол 69
Валентные нуклоны 124
Вековое равновесие 165
Великое объединение 71
Взаимодействие:
 гравитационное 8
 сильное 8, 224
 слабое 8, 197
 электромагнитное 8, 60, 62
Виртуальные фотоны 60
Возраст нейтронов 262
Волны парциальные 29
— — сферические 30
Вращательный спектр ядра 95
Время жизни частицы 42, 49

Гелл-Манна матрицы 137
Гигантский резонанс 94
Гиперзаряд 132
Гиперон 57
Глюино 77
Глюон 60, 65
Горячая Вселенная 214
Гравитационное взаимодействие 68
Гравитино 77
Гравитон 61, 68

Далитца диаграмма 238
Дейтрон 109
Деление ядра вынужденное 270
— — спонтанное 270
Диаметр рассеяния 35
Дипольная мода 94
Дирака монополю 73
Длина диффузии нейтрона 262
— миграции нейтрона 262
Допплера эффект 188
Дыхательная мода 93

Закон сохранения импульса 24, 39
— — углового момента 39
— — электрического заряда 39
— — энергии 24, 39
Замедлитель нейтронов 33
Заряд барийонный 57
— глюона 224
— лептонный 57
Зарядовое сопряжение 152

Изобарический спин 118
Изобары 16, 120
Измерения ядерная 158, 184
Изотопы 16
Изотопический спин 118, 130, 146
— — ядра 120
Изотопическое смещение рентгеновских линий 89
Изотопы 16, 120
Инвариант специальной теории относительности 43

Капельная модель ядра 78
Квагма 248
Квадрупольная мода 94
Квант 58
Квантовое число:
 магнитное орбитальное 115
 — полное 116
 — спина 116
 — ядерное 119
 орбитальное 29, 115
 полного момента 115
 спина 115
Кварки 12
— тяжелые 114
Кварконий 140
Коллективные моды ядер 92
Коллайдер 13, 14
— комбинированный 48
— протонный 46
— электронный 44
Компаунд-ядра 235
Конверсия внутренняя 185
Конфайнмент кварков 226
Коэффициент воспроизводства 298
— размножения нейтронов 289, 295
— теплового использования 297
Красота (квантовое число) 133
Кюри (единица измерения) 162
Кюри график 206

Лепто-кварки 72
Лептонное число 57, 145
Лептонный заряд 57, 145
Лептоны 10, 57
Лоренца преобразования 41

Магнитный дипольный момент дейтрона 21, 108
— — — нейтрона 103
— — — протона 103
— — — электрона 103
— — монополю 73
Масштаб объединения 73
— *Мёссбауэра* излучение 193
— спектры 194
— эффект 191
Монополю *Дирака* 74
Монопольная мода 93
Мультипольность перехода 182
Мюонные атомы 89

Накопительные кольца 44
Нейтронные осцилляции 217
Нейтрино 213
Нейтроны 249
— запаздывающие 284
— мгновенные 284
— резонансные 252
— тепловые 259

- холодные 252
- ультрахолодные 105, 262
- Нордгейма* уравнение 291
- Область континуума 238
- Оболочечная модель 276
- Оже-электроны 212
- Оптическая модель 242
- Опыт *Эрстеда* 148
- Ортопозитроний 142
- Ортопозитроний 142
- Очарование 133
- Параметр прицельный 99
- Парапозитроний 143
- Паули* матрицы 136
 - принцип 133
- Переходы:
 - Гамова* — *Теллера* 208
 - запрещенные 205, 208
 - разрешенные 205, 208
 - Ферми* 208
- Период полураспада 161
 - реактора 290
- Пионный обмен 61
- Площадь диффузии нейтрона 262
- миграции нейтрона 262
- Поглотители выгорающие 286
 - гомогенные 286
 - неподвижные 286
- Порог реакции эндотермической 40
- Постоянная радиоактивного распада 159
 - тонкой структуры 63
- Потенциал *Грина* 123
 - межатомный 20
 - межкулонный 20
 - *Юкавы* 20
- Потенциальная яма прямоугольная 122
 - — прямоугольная 21, 122
- Правдивость (квантовое число) 133
- Прекуарки 155
- Прелесть (квантовое число) 133
- Преоны 155
- Радиоактивность искусственная 170
- Радиоактивный ряд 166
- Радиус действия ядерных сил 20
 - ядра 85
 - — эквивалентный 87
- Разность фаз парциальных волн 30
- Рассеяние неупругое 12, 22, 31
 - упругое 11, 22, 31, 33
- Реактор на быстрых нейтронах 287, 302
 - — тепловых нейтронах 287, 300
- Реактор-размножитель 287, 304
- Реакция:
 - деления 19
 - захвата нейтронов 268
 - подхвата 241
 - радиационного захвата 38
 - слияния (синтеза) 19
 - срыва 240
 - фотоядерная 38
 - цепная 288
 - эндотермическая 40
- Редже* траектории 145
- Резонансное поглощение 189
- Сверхтонкая структура спектров 89
- Сверхтяжелые ядра 178
- Светимость ускорителя 45
- Сечение взаимодействия дифференциальное 26
 - — эффективное 25
- Синглетное состояние 21
- Система лабораторная 22
 - центра масс 23
- Скварк 77
- Слептон 77
- Сомоны 155
- Спектрометр лазерный 90
- Спин-орбитальное взаимодействие 123
- Спиральность нейтрино 151
- СРТ*-четность 153
- СР*-четность 152
- Спонтанное нарушение симметрии 68
- Странность 132, 14
- Суперсимметрия 76
- Темная материя 214
- Т*-инвариантность 104, 153
- Ток нейтральный 60
- Томсоновское рассеяние 64
- Тонна эквивалентная нефтяная (тэн) 303
- Триpletное состояние 21
- Туннельный эффект 230
- Управляющие стержни 304
- Ускорители линейные 47
 - на встречных пучках 44
 - циклические 47
- Условие критичности реактора 293
- Фактор *Ланде* 117
- Фейнмана* диаграммы 59
- Ферми* константа связи 68
 - формула 204
- Фермион 53
- Флавор 155
- Флюенс 25
- Формула *Вайскопфа* 183
- Фотино 77
- Фотон 57, 60
- Фотонейтроны 254
- Функция возбуждения 29
- Хиггса* бозон 71
- Хромодинамика квантовая 67
- Хромоны 155
- Чармоний 144
- Четно-нечетные ядра 82
- Четность 53, 148
 - внутренняя 55
 - орбитальная 55
- Четно-четные ядра 82
- Ширина уровня 187
- Электрический дипольный момент 104
 - квадрупольный момент 97
- Электронный захват 211
- Энергия:
 - асимметрии 81
 - отделения нейтрона 18
 - протона 18
 - поверхностного натяжения 80
 - связи ядер 17
 - объемная 80
 - электростатическая 80
- Эффективный пробег 107
- Юкавы* константа связи 66
- Ядерная изомерия 79
- Янга* — *Миллса* поле 73

Оглавление

Предисловие редактора	5
Введение	7
Глава 1. Ядерная физика, общий обзор	15
1.1. Основные характеристики ядер	15
1.2. Силы ядерного притяжения	19
1.3. Кинематика процессов рассеяния частиц на ядрах	21
1.4. Эффективное сечение взаимодействия	25
1.5. Кулоновское упругое рассеяние α -частиц	33
1.6. Кинематика процессов неупругого рассеяния	38
1.7. Релятивистские частицы, кинематика их взаимодействий	40
Глава 2. Частицы и их взаимодействия (общий обзор)	49
2.1. Частицы, классификация по времени жизни	49
2.2. Частицы и античастицы	51
2.3. Частицы, классификация по их свойствам симметрии; квантовое число четности	53
2.4. Частицы, классификация по массам (приложение 3)	57
2.5. Фундаментальные частицы (табл. 2.1)	58
2.6. Взаимодействия и их кванты	58
2.7. Силы ядерного притяжения	61
2.8. Взаимодействия и их интенсивности (табл. 2.2)	62
2.9. Объединение электромагнитного и слабого взаимодействий, электрослабое взаимодействие	69
2.10. Великое объединение, его следствия, допускающие экспериментальную проверку	71
2.11. Теория суперсимметрии	76
Глава 3. Масса и объем ядра	78
3.1. Масса ядра в модели жидкой капли	78
3.2. Определение радиуса ядер	84
3.3. Колебания ядер около их равновесной сферической формы	92
3.4. Эллипсоидальные ядра и их вращательный спектр	95
3.5. Эллипсоидальные ядра и их электрический квадрупольный момент	97
3.6. Недостатки капельной модели ядра	101
Глава 4. Квантование нуклонов и ядер, модели ядер	102
4.1. Свободный нуклон	102
4.2. Рассеяние нейтрона на протоне	105
4.3. Система двух нуклонов, дейтрон	108
4.4. Квантовые числа нуклонов, находящихся внутри ядра	113
4.5. Квантовые числа ядерных состояний	118

4.6. Оболочечная модель ядра	120
4.7. Возбужденные состояния ядра с одним валентным нуклоном	126
4.8. Обобщенные модели	127
4.9. Модель взаимодействующих бозонов	128
Глава 5. Квантовые числа частиц, законы их сохранения	130
5.1. Квантовые числа частиц	130
5.2. Цветовой заряд кварков	133
5.3. Группы симметрии	135
5.4. Образование адронов из кварков	137
5.5. Кварконий	140
5.6. Законы сохранения квантовых чисел	145
5.7. Несохранение четности в слабых взаимодействиях	148
5.8. Несохранение CP -четности в слабых взаимодействиях	152
5.9. Следствие: нарушение T -инвариантности теории	153
5.10. Фундаментальные частицы. Действительно ли они фундаментальные?	155
Глава 6. Радиоактивность (в экспериментальном аспекте)	157
6.1. Основные виды радиоактивности	157
6.2. Основной закон радиоактивного распада, активность источника	159
6.3. Последовательность радиоактивных распадов (рис. 6.2)	162
6.4. Естественная радиоактивность	165
6.5. Измерения с помощью радионуклидов, образующихся в атмосфере	168
6.6. Искусственная радиоактивность	170
6.7. Трансурановые элементы	175
6.8. Редкие радиоактивные процессы	178
Глава 7. Электромагнитное взаимодействие	180
7.1. Фотон	180
7.2. Основные свойства электромагнитного взаимодействия	181
7.3. Ядерная изомерия	184
7.4. Внутренняя конверсия	185
7.5. Ширина уровня	187
7.6. Измерение естественной ширины спектральной линии Γ_γ	189
7.7. Эффект Мёссбауэра как метод диагностики	193
Глава 8. Слабое взаимодействие	197
8.1. Бета-распад	197
8.2. Стабильность ядер по отношению к процессам β -распада	201
8.3. Теория Ферми слабого взаимодействия	204
8.4. Электронный захват	211
8.5. Нейтрино	212
8.6. Процесс двойного β -распада	218
8.7. Распад мюона	220
8.8. Эффекты слабого взаимодействия в атомной физике	221
Глава 9. Сильное взаимодействие	224
9.1. Свойства глюона	224
9.2. Потенциал сильного взаимодействия, конфайнмент кварков	226
9.3. Альфа-распад, первое свидетельство существования сильного взаимодействия	228

9.4. Образование резонансных состояний в результате сильного взаимодействия	234
9.5. Реакция прямого взаимодействия легких бомбардирующих частиц с ядрами	240
9.6. Описание процессов рассеяния частиц на ядрах в рамках оптической модели ядра	241
9.7. Взаимодействия тяжелых бомбардирующих частиц с ядрами	243
Глава 10. Нейтроны	249
10.1. Классификация нейтронов по их энергиям	249
10.2. Источники быстрых нейтронов	253
10.3. Взаимодействие нейтронов с веществом, макроскопическое эффективное сечение	256
10.4. Упругое рассеяние нейтронов и их замедление в веществе	258
10.5. Холодные и ультрахолодные нейтроны	262
10.6. Реакции захвата нейтронов ядрами	267
Глава 11. Деление ядер, ядерные реакторы деления	270
11.1. Деление ядер, простейшие модели	270
11.2. Специфика реакций деления	277
11.3. Сечения реакций деления	279
11.4. Получение атомной энергии	281
11.5. Образование нейтронов и радиоактивных осколков в результате деления ядер	282
11.6. Устройство реактора деления	286
11.7. Цепная реакция	288
11.8. Условие критичности реактора на тепловых нейтронах	293
11.9. Коэффициент воспроизводства	298
11.10. Типы реакторов деления	299
Приложение 1. Хронология некоторых открытий в физике	307
1.1. Атом и его строение	307
1.2. Радиоактивность	308
1.3. Трансурановые элементы	308
1.4. Ядерные реакторы, модели ядер	309
1.5. Частицы	310
1.6. Взаимодействия частиц	312
1.7. Физика нейтрона, деление ядер, атомная энергия	312
Приложение 2. Основные физические константы	314
Приложение 3. Таблица частиц	316
3.1. Частицы, стабильные по отношению к сильному взаимодействию	316
3.2. Примеры резонансов	322
Приложение 4. Литература	325
Предметный указатель	331

Уважаемый читатель!

Ваши замечания о содержании книги, ее оформлении, качестве перевода и другие просим присылать по адресу: 129820, ГСП, Москва, 1-й Рижский пер., д. 2, изд-во «Мир».

Научное издание

Даниель Блан

ЯДРА, ЧАСТИЦЫ, ЯДЕРНЫЕ РЕАКТОРЫ

Заведующий редакцией проф. А. Н. Матвеев
Зам. зав. редакцией С. М. Жебровский
Ст. научн. редактор Е. С. Куранский
Мл. научн. редакторы Р. Х. Зацепина, Г. Г. Сорокина,
В. Н. Цлаф
Художник А. Евстратов
Художественный редактор К. В. Радченко
Технический редактор В. П. Сизова
Корректор С. А. Денисова

ИБ № 7061

Сдано в набор 06.12.88. Подписано к печати 24.07.89.
Формат 60×90^{1/16}. Бумага типографская № 1. Печать вы-
сокая. Гарнитура латинская. Объем 10,50 бум. л. Усл. печ.
л. 21. Усл. кр.-отт. 21. Уч.-изд. л. 19,71. Изд. № 2/6192.
Тираж 6800 экз. Зак. 62. Цена 3 руб.

ИЗДАТЕЛЬСТВО «МИР»
129820, ГСП, Москва, И-110,
1-й Рижский пер., 2

Ленинградская типография № 4 ордена Трудового Красного
Знамени Ленинградского объединения «Техническая книга»
им. Евгении Соколовой Союзполиграфпрома при Государст-
венном комитете СССР по делам издательств, полиграфии
и книжной торговли 191126, Ленинград, Социалистическая
ул., 14